Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

ersity Libraries
7 610 794

Digitized by Google

775805

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten

Sonderheft IX:
Arbeiten aus dem **Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung** und dem **Staatlichen Materialprüfungsamt** zu Berlin-Dahlem

Inhalt

Seite

Bauer, O., und **M. Hansen.** Der Einfluß von dritten Metallen auf die Konstitution der Messinglegierungen. I. Der Einfluß von Blei. (Ein Beitrag zur Kenntnis des ternären Systems Kupfer — Zink — Blei) 3
Bauer, O., v. Göler und **G. Sachs.** Untersuchungen an Kupfer und Messing. 22
Schmid, E., und **G. Wassermann.** Versuche zum Duraluminproblem 29
Hansen, M. Die Alterungshärtung der aluminiumreichen Silber-Aluminiumlegierungen . . 37
Bauer, O., und **K. Sipp.** Der Einfluß von Kohlenstoff, Mangan und Silizium auf das Wachsen des Gußeisens. 40
Bauer, O., und **H. Sieglerschmidt.** Der Einfluß kleiner Zusätze von Kupfer und Nickel auf die Wärmeausdehnung und auf das Wachsen des Gußeisens. 63
Schmid, E. Anordnung der Kristallite in Vielkristallen (Texturen) 69
Karnop, R., und **G. Sachs.** Versuche über die Rekristallisation von Metallen. II. 77
Kuntze, W., und **G. Sachs.** Zur Kenntnis der Streckgrenze von Stahl 82
Laute, K., und **G. Sachs.** Was ist Ermüdung? 89
Eisenschitz, R., B. Rabinowitsch und **K. Weissenberg.** Zur Analyse des Formveränderungswiderstandes 91
Sachs, G. Zur Ableitung einer Fließbedingung 94
Schmid, E. Festigkeit und Plastizität von Metallkristallen 97
Boas, W., und **E. Schmid.** Über die Dehnung von Kadmiumkristallen. 103
Karnop, R., und **G. Sachs.** Das Fließen von Metallkristallen bei Torsion 116
Karnop, R. und **G. Sachs.** Fertigkeitseigenschaften von Kristallen einer veredelbaren Aluminiumlegierung 122
Göler, v., und **G. Sachs.** Untersuchungen an Kristallen von β-Messing 129
Masima, M., und **G. Sachs.** Mechanische Eigenschaften von Messingkristallen 133
Masima, M., und **G. Sachs.** Leitfähigkeit und Kaltverformung 143
Masima, M., und **G. Sachs.** Dichte und Kaltverformung 146

Mit 371 Abbildungen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1929

Digitized by Google

Digitized by Google

Der Einfluß von dritten Metallen auf die Konstitution der Messinglegierungen[1].

Von **O. Bauer** und **M. Hansen**[2].

Einleitung.

Die Kenntnis des Einflusses von dritten Metallen (Blei, Zinn, Aluminium, Nickel, Eisen, Mangan u. a.) auf die Eigenschaften der Messinglegierungen ist von großer technischer Bedeutung, und zwar hinsichtlich des Auftretens dieser Metalle als Verunreinigungen, wie auch hinsichtlich ihres, die Güte des Messings verbessernden Einflusses in Form von absichtlichen Zusätzen.

Während die Ansichten über den Einfluß geringer Gehalte von Fremdmetallen (Verunreinigungen) auf die Eigenschaften der Messinglegierungen noch weit auseinandergehen[3], hat der absichtliche Zusatz von einem oder — in den meisten Fällen — mehreren Metallen zur Entwicklung einer großen Anzahl hochwertiger Legierungen geführt, die als Sondermessinge bekannt sind und sich vor den reinen Kupfer-Zink-Legierungen durch bessere mechanische und technische Eigenschaften auszeichnen. Geeignete Zusätze[4] zum Messing — insbesondere zu den Legierungen des ($\alpha + \beta$)-Gebietes (mit 61 bis 54,3% Cu) — erhöhen die Elastizitätsgrenze, Zugfestigkeit (besonders die Warmfestigkeit), Härte und Korrosionsbeständigkeit und verbessern die Walz- und Schmiedbarkeit dieser Legierungen.

Die notwendige Grundlage und Voraussetzung für die planmäßige Erforschung der Wirkung von Zusatzmetallen auf die Eigenschaften der Zink-Kupfer-Legierungen, wie auch für die sachgemäße Verarbeitung und ersprießliche Weiterentwicklung der Sondermessinge bildet die Kenntnis des Aufbaus dieser Legierungen. Bevor man aber an die Aufklärung der Konstitution der — meistens empirisch entwickelten — technischen Sondermessinge, die in der Regel zwei oder mehr Zusatzmetalle (Fe, Mn, Al, Ni) enthalten, herantreten kann, ist es nötig, zunächst den Einfluß eines Metalles kennenzulernen.

Über den Aufbau der in Frage stehenden ternären Legierungen existieren zwar bereits eine Anzahl Arbeiten[1], doch beschränken sich diese Untersuchungen durchweg auf die Beantwortung einzelner Fragen (Erstarrungstemperaturen, Aufbau bei Raumtemperatur u. a.). An einer eingehenden Erforschung der Gleichgewichtsverhältnisse bei verschiedenen Temperaturen (Bestimmung der Phasenumwandlungen zwischen Kristallen und Schmelzen während und nach der Erstarrung, sowie der Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit der Zusatzmetalle in den α- und β-Kristallarten der reinen Zink-Kupfer-Legierungen, Feststellung der Natur der „besonderen" Kristallarten u. a.) hat es bisher gefehlt[2].

Die vorliegenden Untersuchungen haben das Ziel, diesem Mangel durch Ausarbeitung der ternären Systeme in dem für die technische Verwendung in Betracht kommenden Bereich abzuhelfen.

Der Gleichwertigkeitskoeffizient.

Die systematische Untersuchung des Gefüges einiger ternärer Sondermessinge führte Guillet[3] zur Auffindung einer Beziehung, nach der sich der Ersatz des Zinks durch das betreffende Zusatzmetall regeln soll.

Durch Zusatz eines dritten Metalles zu den Zink-Kupfer-Legierungen wird das ($\alpha + \beta$-Zustandsgebiet (61 bis 54,3% Cu) — sofern sich das betreffende Metall in den α- und β-Kristallen löst und nicht die Bildung einer neuen Kristallart hervorruft — entweder zu kupferreicheren oder zinkreicheren Konzentrationen verschoben. Im ersten Fall wird also eine gewisse Menge Zink, im zweiten Fall eine bestimmte Menge Kupfer durch das Zusatzmetall ersetzt. Bezieht man das Gefüge der erhaltenen ternären Legierung auf das Gefüge der reinen ($\alpha + \beta$)-Legierungen, indem man die Mengenanteile der α- und β-Kristalle miteinander vergleicht, so kann man der ternären Legierung einen bestimmten

---

[1] Original: Z. Metallkunde Bd. 21, S. 145—151, 190—196. 1929.

[2] Mit der vorliegenden Arbeit beginnt eine Reihe von Veröffentlichungen von Untersuchungen über den Einfluß von Blei, Zinn, Aluminium, Nickel, Eisen, Mangan, Silizium u. a. auf die Konstitution der Kupfer-Zink-Legierungen.

[3] Vgl. Z. Metallkunde Bd. 13, S. 254—256, 491—495. 1921. Von der Deutschen Gesellschaft für Metallkunde (Ausschuß zur Untersuchung der Einwirkung von Verunreinigungen im Messing) sind in den Jahren 1921 bis 1928 im Rahmen einer Gemeinschaftsarbeit einer Anzahl deutscher Metallwerke Untersuchungen über den Einfluß von Aluminium, Eisen, Blei und Zinn auf die verschiedenen mechanischen Eigenschaften der Messinglegierungen durchgeführt (vgl. die Berichte in Z. Metallkunde Bd. 13, S. 254—256, 491 bis 495. 1921; Bd. 16, S. 119—120. 1924; Bd. 17, S. 143 bis 144. 1925). Die Veröffentlichung eines Teiles der Ergebnisse befindet sich in der Z. Metallkunde Bd. 21, S. 152—159. 1929.

[4] M. Keinert: Gewerbliche Metallkunde. Berlin 1926, Gebr. Borntraeger.

[1] Diese Arbeiten werden bei den einzelnen Systemen besprochen.

[2] Die erste Untersuchung in dieser Richtung ist die Arbeit von C. H. M. Jenkins: „The constitution and physical properties of some of the alloys of copper, zinc, and cadmium." J. Inst. Metals Bd. 38, S. 271—303. 1927.

[3] L. Guillet: Rev. Mét. Bd. 2, S. 97—116. 1905; Bd. 3, S. 243—288. 1906.

Digitized by Google

„scheinbaren" Kupfergehalt zuschreiben[1]. Zu der Gruppe der das Zink ersetzenden Zusatzmetalle gehören Aluminium und in sehr beschränktem Maße auch Zinn, während ein Nickelzusatz einen bestimmten Kupfergehalt ersetzen kann. Blei, Eisen, Magnesium und Silizium bilden schon bei sehr kleinen Gehalten neue Kristallarten.

Nach Guillet besitzt ein dem Messing zugesetztes Metall den Gleichwertigkeitskoeffizienten t, wenn 1 Teil des betreffenden Metalles t Teile Zink ersetzen muß, damit die ternäre Legierung dasselbe Gefüge hat wie die binäre[2]. Bezeichnet man mit A% den wirklichen, mit A'% den scheinbaren Kupfergehalt der Legierung, mit q% die Menge des zugesetzten Metalles und mit t seinen Gleichwertigkeitskoeffizienten, so gelten nach Guillet folgende Beziehungen, auf deren Ableitung hier verzichtet sei:

$$1.\quad q = 100\,\frac{(A - A')}{A'(t-1)}.$$

$$2.\quad t = 1 + 100\,\frac{(A - A')}{A' \cdot q}.$$

$$3.\quad A' = \frac{100\,A}{100 + q(t-1)}.$$

Guillet bestimmte die Gleichwertigkeitskoeffizienten der folgenden Metalle: Mangan = 0,5, Eisen = 0,9, Blei = 1, Zinn = 2, Magnesium = 2, Aluminium = 6, Silizium = 10 und Nickel = — 0,9 bis — 1,5.

Wenn auch nicht zu verkennen ist, daß der Guillet-sche Gleichwertigkeitskoeffizient verbreitete Anwendung gefunden hat und bis heute die einzige Handhabe für die Auffindung der mutmaßlichen Struktur — und damit auch in gewissem Sinne der Eigenschaften — der ternären Sondermessinge gewesen ist, so haften dieser Methode doch sehr starke Mängel an, da das ihr zugrunde liegende Prinzip in dieser Form sicher keine Gültigkeit haben kann: Die Konstitution der ternären Systeme und insbesondere der dem Gleichwertigkeitskoeffizienten zugrunde liegende Verlauf der Löslichkeitsisothermen ist nicht so einfach, als daß den α- und β-Kristallarten gleiche und über ein größeres Konzentrationsgebiet konstante Gleichwertigkeitskoeffizienten zuzuschreiben wären. In den Fällen (z. B. bei Zusätzen von Blei, Eisen, Magnesium, Silizium und auch Zinn und Mangan), in denen sich nach dem Überschreiten der Löslichkeitsgrenzen schon bei verhältnismäßig kleinen Gehalten des Zusatzmetalles neue Kristallarten bilden, ist die Annahme eines Gleichwertigkeitskoeffizienten von vornherein hinfällig. Überdies hat Guillet die Gleichwertigkeitskoeffizienten durch Vergleich des mikroskopischen Gefüges von gegossenen Legierungen ermittelt, die sich sicher nicht im Gleichgewicht befunden haben[1].

Zusammenfassend ist zu sagen, daß die Annahme der von Guillet angegebenen Gleichwertigkeitskoeffizienten schon mit unserer heutigen Kenntnis nicht mehr verträglich ist; an seine Stelle hat das Zustandsschaubild zu treten. Nur bei Kenntnis der Konstitution ist die Entwicklung von Sondermessingen auf eine wissenschaftliche Grundlage zu stellen[2].

I. Der Einfluß von Blei.

Ein Beitrag zur Kenntnis des ternären Systems Kupfer-Zink-Blei.

Einleitung.

In den technischen Messinglegierungen befinden sich fast immer geringe Bleigehalte, die durch Verwendung bleihaltigen Zinks in die Legierung gelangen. Der zulässige Höchstgehalt an Blei ist in den verschiedenen Messinglegierungen sehr verschieden: Bei etwa 70% Cu darf der Bleigehalt nur einige hundertstel Prozente, bei etwa 65% Cu etwa zehntel Prozente betragen, während Legierungen mit 60 bis 57% Cu bis etwa 3% Pb enthalten können[3]. Bleigehalte oberhalb 3% führen leicht zu starken Schädigungen der mechanischen Eigenschaften, weil Blei in Kupfer-Zink-Schmelzen nur beschränkt löslich ist und dadurch in erhöhtem Maße zur Seigerung neigt.

In den reinen α-Legierungen ist ein Bleigehalt bekanntlich deshalb außerordentlich unerwünscht, weil man bleihaltiges α-Messing nicht warm walzen oder anderweitig warm bearbeiten kann. Die Warmsprödigkeit dieser Legierungen wird mit sehr großer Wahrscheinlichkeit darauf zurückzuführen sein, daß das Blei praktisch ungelöst ist und als elementares Blei vorliegt. Bei Temperaturen oberhalb 327° wird daher das Blei als eine die α-Kristalle umhüllende Bleischmelze zu einer Vereinzelung der Körner und damit zur Sprödigkeit der Legierung führen[3]. Spielt die Möglichkeit einer Warmverarbeitbarkeit der α-Messinge keine Rolle und werden an die mechanischen Eigenschaften keine hohen Anforderungen gestellt, so setzt man diesen Legierungen gern

---

[1] So hat z. B. eine Legierung mit 69,58% Cu, 4,95% Al, Rest Zink dasselbe Gefüge wie eine Legierung mit 56% Cu und 44% Zn (nach Guillet). Der scheinbare Kupfergehalt der ternären Legierung ist also 56%.

[2] Ersetzt man z. B. 2% Zn einer Legierung mit 70% Cu und 30% Zn durch Aluminium, so hat die ternäre Legierung dasselbe Gefüge wie eine binäre Legierung von der Zusammensetzung von 70 Teilen Cu und $28 + (2 \cdot 6) = 40$ Teilen Zink, wobei 6 der Gleichwertigkeitskoeffizient des Aluminiums nach Guillet ist. Auf 100% zurückgeführt erhält man: $\frac{70 \cdot 100}{70 + 40} = 63{,}63$% Cu, Rest Zn. 63,63% Cu ist der „scheinbare" Kupfergehalt der ternären Legierung.

[3] Nach Z. Metallkunde Bd. 13, S. 256. 1921.

[1] Nach der von Genders, Reader und Foster (J. Inst. Metals Bd. 40, S. 206–208. 1928) auf Grund der Untersuchungen von geglühten Legierungen angegebenen α ($\alpha + \beta$)-Grenzkurve im Cu-Zn-Al-System wäre der Gleichwertigkeitskoeffizient des Aluminiums mit 7,0 bis 7,1, im Gegensatz zu 6 nach Guillet, anzunehmen.

[2] Auf weitere Ausführungen und auf eine Besprechung des von Robin (Bull. Soc. d'encour Bd. 112, S. 12–41. 1913) angegebenen „Austauschkoeffizienten" soll in diesem Zusammenhang verzichtet werden. Bei den einzelnen ternären Systemen wird gezeigt werden, ob die gewonnenen Ergebnisse mit dem Gleichwertigkeitskoeffizienten für das betreffende Zusatzmetall in Einklang stehen oder nicht.

[3] Ähnlich verhält sich Wismut in Kupfer.

Digitized by Google

einen Bleigehalt von 0,5 bis etwa 2% zu, um die Fluidität der geschmolzenen Legierungen zu erhöhen und dichtere Abgüsse zu erzielen. Außerdem wird die Schnittbearbeitbarkeit verbessert.

Bei den ($\alpha + \beta$)-Messinglegierungen spielt die Gefahr einer Warmsprödigkeit durch Gegenwart flüssiger Bleiteile in der Legierung keine so große Rolle. Man macht im Gegenteil häufig absichtlich Zusätze von Blei zu diesen Legierungen. Die in Deutschland genormte Legierung mit 58% Cu, 2% Pb, Rest Zn (Schraubenmessing) zeichnet sich durch eine gute Schnittbearbeitbarkeit aus. Sie wird bei Temperaturen oberhalb des Beginns der Entmischung der β-Mischkristalle verpreßt. Die genaue Lage dieser Entmischungstemperatur, die zugleich die Mindesttemperatur beim Warmpressen darstellt, d. h. der Einfluß von Bleizusätzen auf die Entmischungstemperatur der reinen Zn-Cu-Legierungen, ist bisher noch nicht bestimmt worden. Auf die Bedeutung dieser Frage wird weiter unten eingegangen.

Über den Grad der Löslichkeit des Bleis im Messing bei Raumtemperatur weiß man ebenfalls noch nichts Genaues. Die Angaben schwanken zwischen 0 und etwa 1% Pb. Auf die Bestimmung der Löslichkeit im α- und β-Mischkristall und einer etwaigen Änderung der Löslichkeit mit der Temperatur war also bei der Ausarbeitung der Konstitution der Pb-Zn-Cu-Legierungen besonderer Wert zu legen.

Die Untersuchung hatte sich zweckmäßigerweise über einen Bereich von 100 bis 52% Kupfer und 0 bis 2,5% Blei zu erstrecken.

Die vorliegende Mitteilung zerfällt in folgende Teile:

1. Die Zweistoffsysteme der drei Metalle.
   a) Zink-Kupfer.
   b) Blei-Kupfer.
   c) Blei-Zink.
2. Frühere Untersuchungen über das Dreistoffsystem.
3. Eigene Untersuchungen.
   a) Experimentelles.
   b) Thermische Untersuchung.
   c) Die Schnittdiagramme.
   d) Das mikroskopische Gefüge.
4. Zusammenfassung des experimentellen Teiles.

1. Die Zweistoffsysteme.

a) Kupfer-Zink.

Der Untersuchung des ausgearbeiteten Teiles des Dreistoffsystems Blei-Zink-Kupfer wurde das von uns[1] kürzlich auf Grund früherer und eigener Untersuchungen aufgestellte Gleichgewichtsschaubild zugrunde gelegt (Abb. 1). Wir verweisen daher auf diese Arbeit und auf die daselbst zu findenden Literaturangaben. Es sollen hier nur die nach Veröffentlichung unserer Arbeit erschienenen Arbeiten besprochen werden.

[1] O. Bauer und M. Hansen: Der Aufbau der Kupfer-Zink-Legierungen; eine Monographie. Berlin 1927, J. Springer. Desgl. als Sonderheft IV der Mitteilungen aus dem Materialprüfungsamt und dem Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung zu Berlin-Dahlem erschienen; s. a. Z. Metallkunde Bd. 19, S. 423—434. 1927.

Die von uns[1] bereits angeführten Ergebnisse der Röntgenuntersuchung von v. Göler und G. Sachs an β-Messing-Einkristallen nach dem Laue-Verfahren bei Temperaturen unterhalb und oberhalb der Umwandlungstemperatur, wonach die β-Umwandlung mit einer sichtbaren Veränderung des Raumgitters nicht verknüpft ist, ist inzwischen veröffentlicht worden[2].

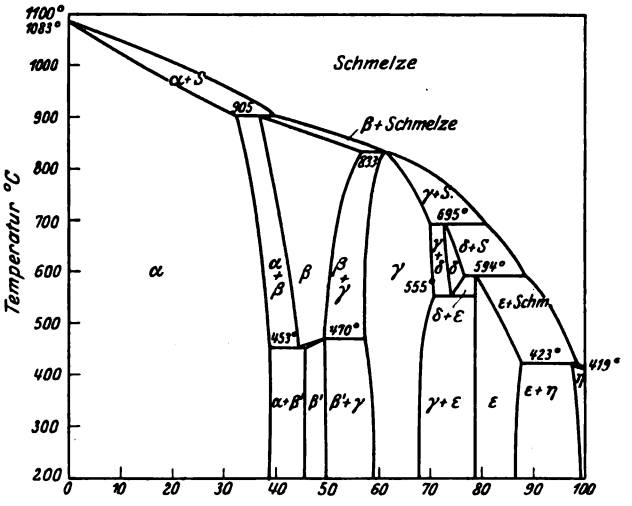


Abb. 1. Zustandsschaubild des Systems Kupfer-Zink.

Zu demselben Ergebnis gelangten auch A. Phillips und L. W. Thelin[3]. Diese Forscher haben an reinen β-Messinglegierungen mit 50,4, 51,1 und 51,2% Cu bei Raumtemperatur und 520° Röntgenaufnahmen gemacht, die keinerlei Unterschiede zeigen, die auf eine Gitteränderung bei 460—470° schließen lassen. Sie bestätigten das kubisch-raumzentrierte Gitter und bestimmten die Gitterparameter der genannten Legierungen bei Raumtemperatur zu 2,974 bzw. 2,956 und 2,958 Å. Der Parameter der 51,1proz. Legierung bei 520° wurde zu 3,007 Å gefunden, was, verglichen mit dem Wert für gewöhnliche Temperatur, einer Längenänderung von 1,72% entsprechen würde. Die Verfasser nehmen daher an, daß die Umwandlung auf eine Energieänderung in einer der beiden Atomarten zurückzuführen ist.

Diese schon von T. Matsuda[4] und H. Imai[5] vertretene Auffassung[6] ist neuerdings von C. H. Johansson[7] dahin präzisiert worden, daß es sich um Drehschwingungen (Wärmeschwingungen) der (nichtsphärischen) Zinkatome, um Trägheitsachsen senkrecht zu den Symmetrieachsen handeln kann. Bei tiefen Temperaturen sind die einzelnen Atome durch die herrschenden Gitterkräfte in eine bestimmte günstige Richtung eingestellt. „Mit steigender Temperatur steigt die mittlere

[1] O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 61.

[2] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Naturwiss. Bd. 16, S. 412—416. 1928.

[3] A. Phillips und L. W. Thelin: J. Frankl. Inst. Bd. 204, S. 359—368. 1927.

[4] T. Matsuda: Sci. Rep. Tôhoku. Imp. Univ. Bd. 11, S. 223—268. 1922.

[5] H. Imai: Sci. Rep. Tôhoku. Imp. Univ. Bd. 11, S. 313 bis 332. 1922.

[6] O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 49—54.

[7] C. H. Johansson: Ann. d. Physik [IV] Bd. 84, S. 967 bis 1008. 1928.

Digitized by Google

Schwingungsamplitude und oberhalb der kritischen Temperatur ist das Gitter derart gestört, daß keine Kräfte innerhalb des Gitters vorhanden sind, die das einzelne Atom in eine bestimmte Richtung einstellen können. Die Richtungsverteilung der Atomachsen des Zinks ist daher bei Temperaturen oberhalb des kritischen Punktes statistisch ungeordnet." Die Umwandlung im β-Mischkristall besteht danach in einem stetigen Übergang eines Gitters, in dem die Zinkatome längs der Gitterachsen gerichtet sind, in ein Gitter mit statistisch ungeordneten Richtungen der Atomachsen.

Durch diese Theorie finden, wie Johansson zeigen konnte, alle experimentellen Beobachtungen über die anormale Änderung des Wärmeinhalts, der thermischen Ausdehnung, des elektrischen Widerstandes und der eigenartigen, von K. Overbeck[1] gefundenen magnetischen Eigenschaften des β-Messings eine befriedigende und zwanglose Erklärung.

Da nach Johansson weiterhin die Eigenschaftsänderungen der ferromagnetischen Metalle während der Abmagnetisierung mit der Annahme von Drehschwingungen vereinbar sind, so besteht in der Tat die auch schon früher vermutete[2] weitgehende Analogie der Umwandlung im β-Messing mit der magnetischen Umwandlung des Eisens, Kobalts und Nickels.

Die Johanssonsche Arbeit dürfte die Untersuchungen über die Umwandlung des β-Messings zu einem gewissen Abschluß gebracht haben[3].

Es muß hier noch auf eine Veröffentlichung von P. Saldau und I. Schmidt[4] hingewiesen werden, in der die Verfasser die Ergebnisse ihrer bisher nur durch einen Diskussionsbeitrag[5] bekannt gewordenen metallographischen Untersuchungen über den Verlauf der Grenzkurven im Gebiet der β'-Kristallart mitteilen.

In einem Anhang zu dieser Arbeit kritisiert Saldau die von uns[6] zur Festlegung der β' ($\beta' + \gamma$)-Grenze unterhalb 470° verwendete Methode des Wiederanlassens nach vorherigem Abschrecken bei hohen Temperaturen. Saldau hält diese Methode hier für unanwendbar, da die β-Kristallart sich zuerst unter Ausscheidung von γ-Kristallen teilweise zersetzen müsse, und erst bei tieferen Temperaturen, nach der Umwandlung in β', Wiederlösung der γ-Kristallart erfolge.

Bei der Bestimmung der β' ($\beta' + \gamma$)-Grenzkurve nach der Methode der doppelten Wärmebehandlung gingen wir von der Annahme aus, daß die beim Abschrecken bei hohen Temperaturen (800° und höher) mikroskopisch homogen erhaltenen Legierungen des fraglichen Konzentrationsbereiches durch Anlassen auf Temperaturen unterhalb 470° — von tieferen Temperaturen kommend — unmittelbar dem für die betreffende Anlaßtemperatur geltenden Gleichgewichtszustand zustreben, d. h. also, daß Entmischung eintreten wird oder nicht, je nachdem, ob die Legierung bei dieser Temperatur im Gleichgewichtszustand heterogen oder homogen ist. Das Temperaturgebiet oberhalb 470°, in dem der β-Mischkristall unter Ausscheidung von γ-Kristallen entmischt wird, wird bei dieser Wärmebehandlung nur während der raschen Abschreckung durchschritten, eine mikroskopisch sichtbare Entmischung findet dabei jedoch nicht statt.

Nachdem nunmehr von Saldau und Schmidt mitgeteilt wird, daß ihre Proben auch nach der Wärmebehandlung analysiert wurden, erscheint es nicht unberechtigt, anzunehmen, daß die von uns angewendete Methode in diesem Falle nicht zum Gleichgewichtszustand führt. Das könnte nur darauf zurückzuführen sein, daß während des Abschreckens eine ultramikroskopische Entmischung eintritt, die beim nachfolgenden Anlassen zunächst vollständig wird und damit auch mikroskopisch zu erkennen ist. Erst durch längeres Glühen würde dann die Legierung in den Gleichgewichtszustand übergehen, d. h. es würde eine Wiederlösung der ausgeschiedenen γ-Kristalle eintreten.

Zur Entscheidung dieser Frage haben wir Versuche angesetzt, über deren Ergebnisse später berichtet werden wird.

Die sehr verwickelte Röntgenstruktur des γ-Messings[1] ist von Bradley und Thewlis[2] aufgeklärt worden. Die 52 Atome des Elementarwürfels sind auf vier Gruppen verteilt, in denen die Atome untereinander strukturell gleichwertig sind. Diese Gruppen umfassen die Zahlen 8, 8, 12 und 24. Aus den Photogrammen der dem γ-Messing analogen Ag-Zn- und Au-Zn-Kristallarten, in denen die beiden Atomarten sich in ihrem Streuungsvermögen viel mehr unterscheiden als die im periodischen System nebeneinander stehenden Elemente Cu und Zn, konnten Bradley und Thewlis schließen, daß 20 (= 8 + 12) Atome des Elementarwürfels aus Silber, Gold bzw. Kupfer bestehen, während die übrigen 32 (= 8 + 24) Atome Zinkatome sind. Die Formel der chemischen Verbindung, die der γ-Kristallart zugrunde liegt, ist daher Cu_5Zn_8[3]. Tatsächlich fällt eine Legierung dieser Zusammensetzung (mit 37,80 Gew.-% Cu) in das Gebiet der γ-Kristallart. Die Verbindung Cu_2Zn_3 existiert also nach dieser Untersuchung tatsächlich nicht[4].

b) Kupfer-Blei (Abb. 2).

C. T. Heycock und F. H. Neville[5] untersuchten den Einfluß geringer Kupferzusätze auf den Schmelzpunkt des Bleis (327) und fanden einen eutektischen

[1] K. Overbeck: Ann. d. Physik Bd. 46, S. 677—697. 1915.

[2] O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 52f.

[3] Es bliebe jetzt noch durch Röntgenuntersuchungen bei höheren Temperaturen zu beweisen, daß die gleichartige Umwandlung in der β-Kristallart der Ag-Zn-Legierungen, deren Atomarten durch eine größere Differenz im Streuungsvermögen ausgezeichnet sind als die Cu- und Zn-Atome, nicht doch durch Verteilungsänderungen der Atome bedingt sind.

[4] P. Saldau und I. Schmidt: Z. anorg. Chem. Bd. 173, S. 273—286. 1928.

[5] O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 19f., 24, 27f., 58, 77, 115f.

[6] O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 113ff.

[1] O. Bauer und M. Hansen, A. a. O., S. 82.

[2] A. J. Bradley und J. Thewlis: Proc. Roy. Soc. London [A] Bd. 112, S. 678—692. 1926.

[3] Und nicht Cu_4Zn_9, wie Westgren und Phragmén fälschlich angenommen haben.

[4] O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 78.

[5] C. T. Heycock und F. H. Neville: J. Chem. Soc. Bd. 61, S. 906. 1892.

Digitized by Google

Punkt bei etwa 0,06% Cu und 326°. H. Gautier[1] bestimmte zuerst die vollständige Kurve des Beginns der Erstarrung und stellte dabei ein Minimum bei etwa 50% Cu und 930° und ein Maximum bei etwa 30% Cu und 970° fest. W. C. Roberts-Austen[2] und besonders Heycock und Neville[3] wiesen durch sehr sorgfältige Untersuchungen nach, daß sich Kupfer und Blei im flüssigen Zustande nicht in allen Verhältnissen mischen, und daß demnach die Liquidus-Kurve über ein weites Konzentrationsgebiet horizontal verläuft. Die Temperatur der Horizontalen und die Konzentrationen der bei dieser Temperatur an Kupfer bzw. Blei gesättigten Schmelzen wurde von Roberts-Austen zu 952° und 62 bzw. 23% Cu bestimmt; von Heycock und Neville sind die entsprechenden Daten zu 954° und 60 bzw. etwa 15% Cu ermittelt. Die von A. H. Hiorns[4] angegebene Kurve ist demgegenüber als ein Rückschritt zu bezeichnen, da er ausdrücklich hervorhebt, daß die Kurve zwischen 60 und 20% Cu nicht horizontal verläuft. Die eingehende Untersuchung von K. Friedrich und A. Leroux[5] und die mehr oberflächliche Nachprüfung von F. Giolitti und M. Marantonio[6] führte dagegen — wenigstens hinsichtlich der qualitativen Verhältnisse — zu einer völligen Bestätigung der älteren Ergebnisse. Diese Forscher fanden für die Grenzkonzentration der kupferreicheren der beiden flüssigen Schichten etwa 64 bzw. etwa 62% Cu, für diejenige der bleireicheren Schicht etwa 15 bzw. 13,5% Cu. Die zugehörigen Temperaturen liegen bei 953° bzw. 949°. Es muß jedoch bemerkt werden, daß die von Friedrich und Leroux auf Grund von Abkühlungskurven ermittelte Kurve ähnlich wie die von Hiorns schon bei ziemlich hohen Kupfergehalten stark nach der Bleiseite abfällt, was darauf zurückzuführen sein wird, daß kein Erstarrungsgleichgewicht herrschen konnte, da während des Erkaltens nicht gerührt wurde.

Der Verlauf der Entmischungs- oder Löslichkeitskurve im Gebiet der Schmelze wurde erstmalig von K. Friedrich und M. Waehlert[7] an einer Legierung mit 35% Cu bestimmt, indem die Zusammensetzung der beiden miteinander im Gleichgewicht befindlichen Schmelzen (nach kräftigem Rühren) für 954°, 975°, 1000° und 1025° festgestellt wurde. Danach mündet die Entmischungskurve für den Gleichgewichtszustand in die Liquiduskurve bei 54 und 19% Cu ein; das Maximum der Kurve liegt bei etwa 35,5% Cu und 1025° (Abb. 2). K. Bornemann und K. Wagenmann[8] versuchten die Ausdehnung des Existenzgebietes zweier Schmelzen durch Messungen des elektrischen Widerstandes bis herauf zu 1300° abzugrenzen. Der kritische Punkt wäre danach noch beträchlich oberhalb 1500° zu suchen (Abb. 2). Dieses Ergebnis steht mit dem von Friedrich und Waehlert gar nicht im Einklang, weil möglicherweise während der Messung bei fallender Temperatur kein Gleichgewicht geherrscht hat. Friedrich und Waehlert fanden nämlich, daß vollkommene Mischbarkeit im flüssigen Zustande bei unvollständigem „Gleichgewicht" (d. h. bei schwachem Rühren und kurzer Ruhezeit) erst wesentlich oberhalb 1025° auftritt. Gegen die Richtigkeit der Messungen von Friedrich und Waehlert spricht allerdings die von ihnen zu 54% Cu gefundene Konzentration der kupferreichen Schmelze, da dieser Wert von den thermisch gefundenen Werten erheblich abweicht. Bei Bornemann und

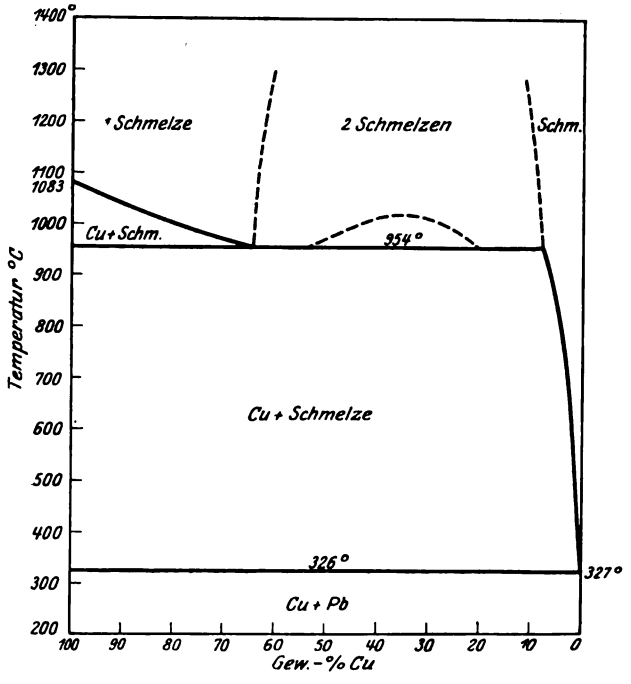


Abb. 2. Zustandsschaubild des Systems Kupfer-Blei.

Wagenmann treffen die beiden Äste der Entmischungskurven mit großer Genauigkeit bei denjenigen Konzentrationen auf die Horizontale von 954°, die nach dem Erstarrungsschaubild zu erwarten sind. Die Konzentration der bleireichen Schmelze wurden übrigens von Bornemann und Wagenmann durch Abkühlungskurven von großen Schmelzen (etwa 670 g), die während des Erkaltens kräftig gerührt wurden, und unter Berücksichtigung der Haltezeiten einwandfrei zu 7,35% Cu festgelegt. Bei allen früheren Arbeiten ist also der Kurvenabfall bei Kupfergehalten oberhalb 7,5% auf mangelndes Erstarrungsgleichgewicht zurückzuführen. B. Bogitsch[1] bestimmte den Verlauf der Entmischungskurve durch Abschrecken kleiner Flüssigkeitströpfchen von Temperaturen oberhalb und unterhalb der Kurve und fand den kritischen Punkt bei etwa 25% Cu und 970°; die Endpunkte liegen bei 65,5 und 13% Cu. Danach würde sich also das Existenzgebiet zweier Schmelzen schon 16° oberhalb der Horizontalen wieder schließen.

[1] H. Gautier: Bull. Soc. d'encour 1896, S. 1293—1318.

[2] W. C. Roberts-Austen: Proc. Inst. Mech. Eng. Bd. 63, S. 253—255. 1897; Engineering Bd. 63, S. 253—255. 1897.

[3] C. T. Heycock und F. H. Neville: Phil. Trans. Roy. Soc. [A] Bd. 189, S. 42—45, 60—62. 1897.

[4] A. H. Hiorns: J. Soc. Chem. Ind. Bd. 25, S. 618—619. 1906.

[5] K. Friedrich und A. Leroux: Metallurgie Bd. 4, S. 299—302. 1907.

[6] F. Giolitti und M. Marantonio: Gazz. chim. ital. Bd. 40 (I), S. 51—59. 1910.

[7] K. Friedrich und M. Waehlert: Metall u. Erz Bd. 10, S. 578—586. 1913.

[8] K. Bornemann und K. Wagenmann: Ferrum Bd. 11, S. 291—293, 309—310. 1913/14.

[1] B. Bogitsch: Comptes Rendus Bd. 161, S. 416—417. 1915.

Digitized by Google

Dieses Ergebnis erscheint sehr zweifelhaft, zumal die von Bogitsch angewandte Methode wohl kaum zur Bestimmung der Grenzen von Mischungslücken im flüssigen Zustand geeignet ist.

Nach sämtlichen Ergebnissen der thermischen Untersuchungen ist über die Konstitution der Cu-Pb-Legierungen zu sagen, daß im flüssigen Zustande eine Mischungslücke existiert, deren Ausdehnung bei 954° mit 62 bis 7,5% Cu anzunehmen ist. Ob der kritische Punkt schon bei 1025° (Friedrich und Waehlert) oder erst bedeutend oberhalb 1500° (Bornemann und Wagenmann) liegt, ist nach den genannten Arbeiten nicht einwandfrei zu entscheiden. Kupfer und Blei bilden keine Verbindungen miteinander. Das Eutektikum Cu-Pb fällt praktisch mit reinem Blei zusammen (siehe Abb. 2).

Die mikroskopische Prüfung der Legierungen, wie auch die Spannungsmessungen von N. Puschin[1], wonach über dem ganzen Konzentrationsgebiet die Spannung des reinen Bleis herrscht, stehen mit den thermischen Untersuchungen in vollkommener Übereinstimmung.

Über die Löslichkeit von Blei in festem Kupfer, die in diesem Zusammenhange besonders interessiert, liegen keine direkten Bestimmungen vor, doch ist nach den Leitfähigkeitsmessungen von L. Addicks[2] sowie N. B. Pilling und G. P. Halliwell[3] anzunehmen, daß sie noch unterhalb 0,05 bzw. 0,02% Pb liegt.

c) Zink-Blei (Abb. 3).

Das Zustandsschaubild der Zink-Blei-Legierungen weist ebenfalls eine große Mischungslücke im flüssigen

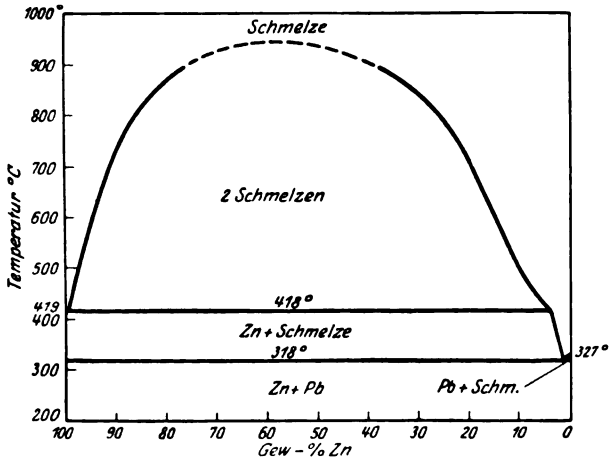


Abb. 3. Zustandsschaubild des Systems Zink-Blei.

Zustand auf, deren Ausdehnung von W. Spring und L. Romanoff[4] bei verschiedenen Temperaturen bis herauf zu 900° durch Analysen der beiden miteinander im Gleichgewicht befindlichen flüssigen Schichten bestimmt wurde. C. T. Heycock und F. H. Neville[1, 2] fanden, daß der Schmelzpunkt des Bleis (327°) durch etwa 0,7% Zn auf 318° erniedrigt wird (eutektischer Punkt), und daß ein Bleizusatz von etwa 1% den Schmelzpunkt des Zinks (419°) auf 418° erniedrigt (monotektischer Punkt). Höhere Bleigehalte (bis zu 15,15%) änderten diese Temperaturen nicht mehr. Die Zusammensetzung der bei 418° miteinander im Gleichgewicht stehenden Schmelzen wurde von P. Th. Arnemann[3] auf Grund eingehender thermischer Untersuchungen zu 99,5 und 3,4% Zn ermittelt. Der eutektische Punkt liegt nach Arnemann — ebenfalls in guter Übereinstimmung mit Heycock und Neville — bei 1,2% Zn und 317°. S. Konno[4] bestimmte die Temperaturen des Beginns und des Endes der Erstarrung mit Hilfe von Widerstandstemperaturkurven zu 416° und 316°. Die Zusammensetzung der bei 416° an Blei gesättigten Schmelze wäre nach Konno zwischen 5 und 10% Zn zu suchen. W. M. Peirce[5] fand, daß Leitfähigkeitsmessungen keinen Anhalt für eine Löslichkeit von Blei in Zink gaben. In einer Legierung mit nur 0,03% Pb war das Blei bereits mikroskopisch einwandfrei zu erkennen.

In Abb. 3 ist das auf Grund der vorliegenden Untersuchungen gezeichnete Zustandsschaubild wiedergegeben.

2. Frühere Untersuchungen über das Dreistoffsystem[6].

Die Wirkung von Bleizusätzen auf das Gefüge der Messinglegierungen wurde erstmalig von L. Guillet in zwei Arbeiten[7, 8] beschrieben. Während er in der ersten Veröffentlichung feststellte, daß sich Blei im festen Zustande nicht mit Messing legiert, jedoch eine kornverfeinernde Wirkung ausübt, kommt er in der zweiten Arbeit zu der Ansicht, daß sowohl in α- als in β-Messing etwa 0,9% Pb löslich seien[9], und daß diese Löslichkeit offenbar von der Zusammensetzung des Mischkristalles unabhängig sei. Bei höheren Bleigehalten ist nach Guillet das Blei als elementares Blei in Form kleiner Kugeln in und zwischen den Kristalliten eingelagert. Messinglegierungen mit mehr als 5% Pb neigen zu starken Seigerungen und bekommen dadurch ein fleckiges Aussehen. Den Gleichgewichtskoeffizienten (s. o.) nahm Guillet mit 1 an.

Es muß bemerkt werden, daß alle Schlußfolgerungen aus der Prüfung von gegossenen Proben gezogen wurden.

---

[1] N. Puschin: J. Russ. Phys.-chem. Ges. Bd. 39, S. 869 bis 897. 1907.

[2] L. Addicks: Trans. Amer. Inst. Min. Eng. Bd. 36, S. 18 bis 27. 1906.

[3] N. B. Pilling und G. P. Halliwell: Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 73, S. 679—692. 1926.

[4] W. Spring und L. Romanoff: Z. anorg. Chem. Bd. 13, S. 29—35. 1896.

[1] C. T. Heycock und F. H. Neville: J. Chem. Soc. Bd. 61, S. 905. 1892.

[2] C. T. Heycock und F. H. Neville: J. Chem. Soc. Bd. 71, S. 394, 402. 1897.

[3] P. Th. Arnemann: Metallurgie Bd. 7, S. 201—211. 1910.

[4] S. Konno: Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. Bd. 10, S. 57 bis 74. 1921.

[5] W. M. Peirce: Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 68, S. 768—769. 1923.

[6] Es werden nur die Arbeiten berücksichtigt, in denen der Aufbau ternärer Cu-Zn-Pb-Legierungen ohne einen absichtlich zugesetzten Gehalt an anderen Metallen untersucht wurde.

[7] L. Guillet: Rev. Mét. Bd. 2, S. 97—116. 1905.

[8] L. Guillet: Rev. Mét. Bd. 3, S. 243—288. 1906.

[9] In Übereinstimmung damit fand Guillet, daß Bleigehalte unter 0,8 bis 0,9% auch ohne schädlichen Einfluß auf die mechanischen Eigenschaften sind.

Digitized by Google

Die Legierungen befanden sich also nicht im Gleichgewicht.

G. D. Bengough und O. F. Hudson[1] veröffentlichten Gefügeaufnahmen von wärmebehandelten Proben einer Legierung mit 71,0% Cu, 0,25% Pb, 0,2% Fe, 0,02% Sn, Rest Zn. Daraus geht hervor, daß die Löslichkeitsgrenze für Blei — bei einem allerdings gleichzeitig vorhandenen Eisengehalt — bedeutend unterhalb 0,25% liegen muß. Die Verfasser sagen aus, daß das Blei in den α-Kristallen in mehr oder weniger runden Teilchen eingelagert ist, die sich durch Glühen bei sehr hohen Temperaturen (etwa 910 bis 930°) zwischen den α-Kristalliten absondern.

1914 haben N. Parravano, C. Mazzetti und R. Moretti[2] das ganze Dreistoffsystem thermisch untersucht. Da ihre Arbeit in Deutschland wenig bekannt geworden ist, soll sie hier etwas eingehender besprochen werden.

Die Ausarbeitung erfolgte mit Hilfe mehrerer Schnitte, die für konstante Bleigehalte von 2, 4, 10, 15, 20, 30 und 50% durch das Temperaturkonzentrationsmodell gelegt wurden. Von den Schmelzen (vgl. Abb. 9), die aus Elektrolytkupfer, Zink „pro analysi" (von Merck) und Blei (Kahlbaum) hergestellt waren, wurden Abkühlungskurven aufgenommen; die Einwaage betrug 100 g. Da es nur galt, einen Überblick über die Kristallisationsverhältnisse, insbesondere über die Ausdehnung der Mischungslücke im flüssigen Zustand zu bekommen, beschränkten sich die Verfasser auf die Festlegung der Fläche des Beginns der Erstarrung, der Fläche der Bildung zweier Schmelzen (einer kupferreichen und einer bleireichen) und der angenäherten Bestimmung der Temperaturen der sich zwischen Kristallen und Schmelzen abspielenden Reaktionen, die sich vom Zink-Kupfer-System in das ternäre System hinein erstrecken. Die Gleichgewichtsverhältnisse nach beendeter Erstarrung der kupferreichen Schmelzen wurden nicht untersucht. Die thermische Bestimmung der Grenzkurve der Mischungslücke im flüssigen Zustande wurde durch Analysen der beiden Schichten ergänzt.

In der Abb. 4 sind die aus den thermischen Werten gewonnenen Isothermen sowie die Projektion der Grenzkurve wiedergegeben. Die Untersuchung hat also gezeigt, daß das Entmischungsgebiet im flüssigen Zustand durch das ganze System hindurch verläuft. Während also die Mischungen, deren Zusammensetzungen in das Gebiet Cu-A-Zn fallen, durch Legieren darstellbar sind, bilden die Legierungen der Mischungslücke bei den Temperaturen der in Abb. 4 gezeichneten Isothermen zwei flüssige Schichten — eine kupferreiche und eine bleireiche —, die sich gegeneinander absetzen und jede für sich erstarren. Theoretisch wäre übrigens zu erwarten, daß die Grenzkurve (und deren Projektion AZn) beim Schneiden der neu auftretenden Flächen des Beginns der Ausscheidung der β-, γ-, δ-, ε- und η-Kristallarten jedesmal eine Richtungsänderung erfährt.

[1] G. D. Bengough und O. F. Hudson: J. Inst. Metals Bd. 4, S. 92—111. 1910.

[2] N. Parravano, C. Mazzetti und R. Moretti: Gazz. chim. ital. Bd. 44 [II], S. 478—502. 1914.

In den Abb. 5 bis 8 haben wir die von den Verfassern gegebenen thermischen Werte, soweit sie für die vorliegende Untersuchung von Bedeutung sind, zu Schnittdiagrammen zusammengestellt. Es entsprechen: a) die Punkte den Temperaturen der Ausscheidung der α-, β- bzw. γ-Kristallart, b) die Kreuze den Temperaturen der Bildung zweier Schmelzen und c) die Kreise den Temperaturen der Reaktionen zwischen α- bzw. β-Kristallen und Schmelze. Mit Ausnahme der Fälle, in denen nach Parravano die unter b und c genannten Temperaturen praktisch zusammenfallen, liegen die unter b bezeichneten Temperaturen ein wenig oberhalb der unter c genannten, doch sind die letzteren gegenüber den analogen Reaktionstemperaturen im Zn-Cu-System nur wenig verschoben. Der Zusammenhang der einzelnen thermischen Effekte untereinander blieb jedoch ungeklärt.

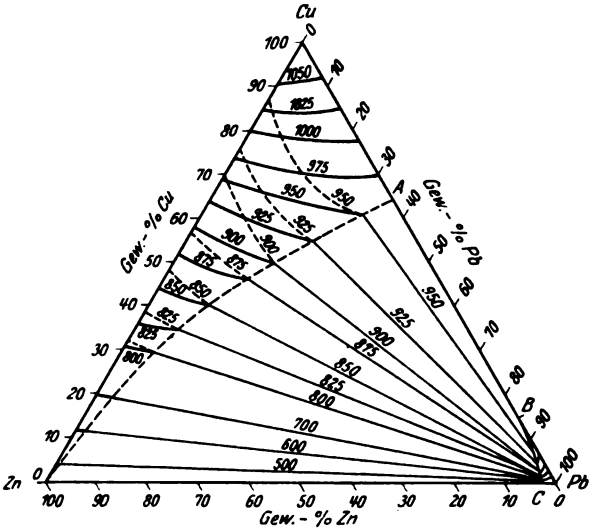


Abb. 4. Die Isothermen des Beginns der Erstarrung und der Entmischung der Schmelze im System Blei-Zink-Kupfer (nach Parravano, Mazzetti und Moretti).

Die Erstreckungsbereiche der Reaktionen zwischen Kristallen und Schmelzen — entsprechend den Verhältnissen im Cu-Zn-System — sind aus der in Abb. 9 wiedergegebenen Übersicht über Parravanos Schmelzen zu ersehen. Die Kreuze deuten an, daß in den betreffenden Legierungen Umsetzungen zwischen primär ausgeschiedenen Kristallen und übriggebliebener Schmelze stattgefunden haben. Die theoretisch zu erwartende Ausdehnung dieser Reaktionsflächen (im Gleichgewichtszustand) geht aus der Schraffierung hervor. In dem in diesem Zusammenhang weniger interessierenden kupferarmen Gebiet überdecken sich die Flächen.

Das Ende der Erstarrung wird von Parravano und seinen Mitarbeitern bei 327°, dem Erstarrungspunkt des reinen Bleis, angenommen, doch wird von den Verfassern ausdrücklich betont, daß auch Erstarrungstemperaturen einige Grad unterhalb 327° beobachtet wurden. Da im System Cu-Pb das Eutektikum zwischen Kupfer und Blei praktisch mit reinem Blei zusammenfällt, im System Zn-Pb das Ende der Erstarrung aber bei 318° liegt (Eutektikum bei 1,2% Pb), so muß im Dreistoffsystem das Ende der Erstarrung unterhalb oder bei 318° zu suchen sein. Man hat es also bei den zuletzt

Digitized by Google

erstarrenden Teilen der Schmelze in den technischen Bleimessingen streng genommen nicht mit reinem Blei, sondern mit einem außerordentlich bleireichen ternären Eutektikum zu tun.

Offenbar ohne Kenntnis von Parravanos Arbeit hat H. Niclassen[1] einen Überblick über das Dreistoffsystem gegeben und sich in der Hauptsache mit der Festlegung des Entmischungsgebietes im flüssigen Zustande befaßt. Die Arbeit ist bedeutend weniger umfangreich als die italienische. Es wurden nur 21 Schmelzen hergestellt, von denen Abkühlungskurven aufgenommen und die auf die Bildung zweier Schichten geprüft wurden.

der Schmelzen, die kupferreicher sind als Punkte der Parravanoschen Kurve, zeigten nach Parravano eine primäre Verzögerung entsprechend der Ausscheidung der kupferreichen Kristallarten (α bzw. β) und eine nachfolgende Verzögerung entsprechend der Bildung zweier Schmelzen, während bei den Schmelzen innerhalb der Mischungslücke die Entmischung mit dem Beginn der Erstarrung identisch war.

Grundsätzlich ist in vorliegendem und ähnlichen Fällen der thermischen Analyse vor der mikroskopischen Prüfung der Vorzug zu geben, da bei den Temperaturen der Bildung zweier flüssiger Schichten eine weitaus größere Annäherung an den Gleichgewichtszustand be-

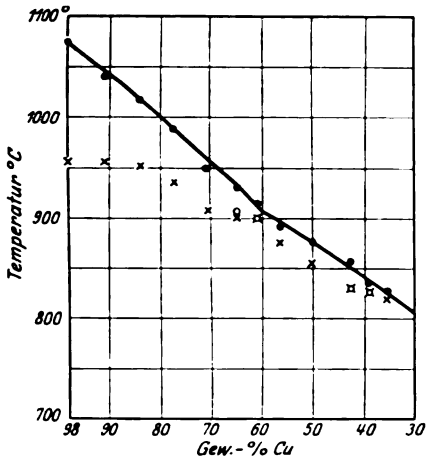


Abb. 5.

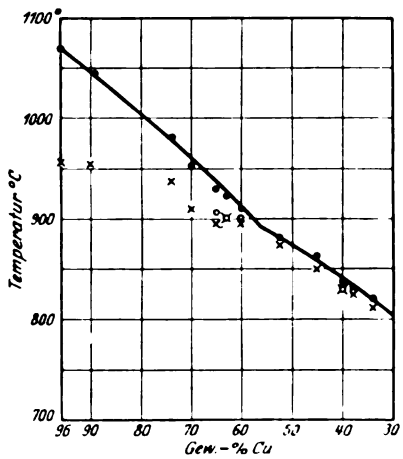


Abb. 6.

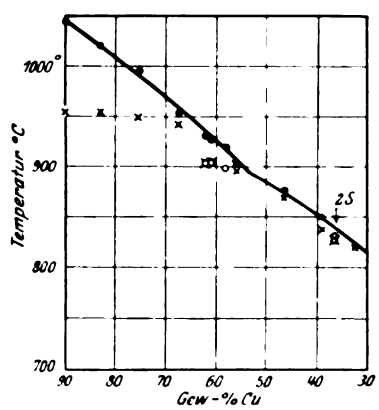


Abb. 7.

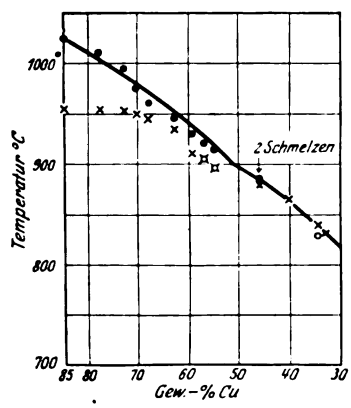


Abb. 8.

Abb. 5. Thermische Daten der Legierungen mit konstantem Bleigehalt von 2%. (Nach Parravano, Mazzetti und Moretti.)

Abb. 6. Thermische Daten der Legierungen mit konstantem Bleigehalt von 4%. (Nach Parravano, Mazzetti und Moretti.)

Abb. 7. Thermische Daten der Legierungen mit konstantem Bleigehalt von 10%. (Nach Parravano, Mazzetti und Moretti.)

Abb. 8. Thermische Daten der Legierungen mit konstantem Bleigehalt von 15%. (Nach Parravano, Mazzetti und Moretti.)

Zeichenerklärung für die Abb. 5—8.
- ● Temperaturen des Beginns der Erstarrung.
- × Temperaturen des Beginns der Entmischung der Schmelze,
- ○ Temperaturen der Reaktionen zwischen Kristallen und Schmelze.

Die von Niclassen bestimmte Grenzkurve (Abb. 10) weicht erheblich von der Kurve Parravanos ab. Man sieht aus Abb. 10, daß ein Zusatz von Zink zu Kupfer-Blei-Legierungen die in diesen Legierungen bestehende Mischungslücke bedeutend erweitert[2].

Wir geben jedoch der Parravanoschen Kurve den Vorzug, da sie sich auf eine größere Anzahl Schmelzen[3] stützt, aus deren thermischen Werten der angegebene Verlauf eindeutig hervorgeht: Alle Abkühlungskurven steht als nach beendeter Abkühlung. Durch starke Seigerungen[1] infolge des Unterschiedes im spezifischen Gewicht können leicht 2 Schichten gebildet werden, die dann zu einem falschen Rückschluß führen. Überdies kann man beim Zulegieren von Blei zu der flüssigen Messingschmelze häufig beobachten, daß das flüssige Blei bei mangelhaftem Rühren auf den Boden des Tiegels sinkt und sich der Lösung dadurch von vornherein entzieht.

In weiterer Abweichung von Parravanos Ergebnissen fand Niclassen, daß die Temperatur der Bildung von zwei Schmelzen von 952 im Cu-Pb-System ausgehend zunächst auf 980° ansteigt (Linie ac in Abb. 10) und dann nach 418° im Zn-Pb-System abfällt.

[1] N. Niclassen: Forsch.-Arb. z. Metallkunde, Heft 7. Berlin 1922, Gebr. Borntraeger.

[2] Die Kurve von Parravano ist zum Vergleich eingezeichnet.

[3] Die von Niclassen angenommene starke Erweiterung der Mischungslücke im Cu-Pb-System durch Zinkzusatz stützt sich fast ausschließlich auf die Prüfung nur einer Legierung (Nr. 2).

[1] Solche wurden von Guillet schon bei Legierungen mit 5% Cu beobachtet.

Digitized by Google

Nach Beobachtungen von K. Hanser[1] liegt die Sättigungsgrenze für Blei in 60 : 40-Messing, das $^1/_2$ St. bei 650° geglüht und darauf langsam im Ofen erkaltet war, zwischen 0,8 und 1,02% Pb. Bei gegossenem 60 : 40-Messing fand er dagegen bereits bei 0,2% Pb feine punktförmige Ausscheidungen von Blei. Weiterhin stellte er fest, daß in Legierungen mit gleichen Bleigehalten, aber steigendem Gehalt von Zinnzusätzen eine Bleiausscheidung in steigendem Maße stattfand, was für eine gewisse Löslichkeit des Bleis im 60 : 40-Messing sprechen würde.

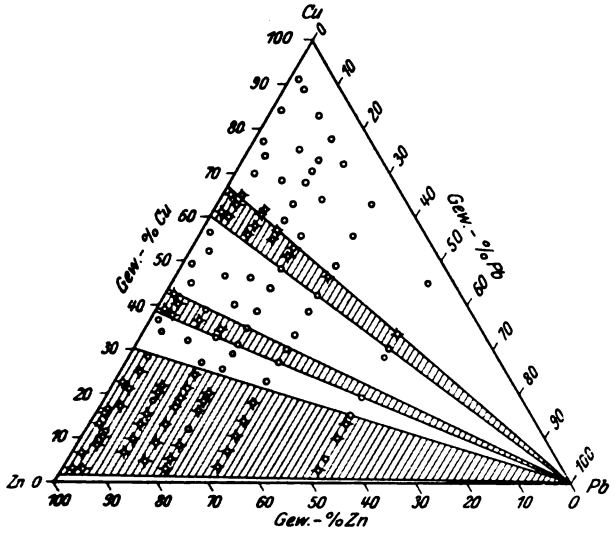


Abb. 9. Übersicht über die von Parravano, Mazzetti und Moretti hergestellten Schmelzen und die Ausdehnungsgebiete der Reaktionen zwischen Kristallen und Schmelzen.

D. Bunting[2] veröffentlichte einige Gefügeaufnahmen von bleihaltigen α-, $(\alpha + \beta)$- und β-Legierungen, aus denen hervorgeht, daß der größte Teil des Bleis in Form kleiner Kügelchen regellos innerhalb der Kristallite (besonders bei β-Messing) verteilt ist, während nur ein kleiner Teil (am wenigsten bei $(\alpha + \beta)$-Messing) zwischen den Korngrenzen ausgeschieden ist. Der Verfasser nimmt an, daß „winzige" Bleigehalte in den Kristallarten der Messinglegierungen löslich sind.

3. Eigene Untersuchungen.

a) Experimentelles[3].

Die Legierungen wurden hergestellt aus Elektrolytkupfer[4], reinstem Zink „Kahlbaum" und Elektrolytblei[4]. Das Zink wurde zuerst in Porzellantiegeln (in einem Platinofen von Heraeus) unter einer Boraxdecke geschmolzen und das Kupfer in etwa erbsengroßen Stücken unter dauernder Temperaturkontrolle nach und nach zugegeben, bis alles gelöst war. Zuletzt wurde das Blei hinzugefügt. Die Einwaage betrug 200 g. 0,5% Zn wurden bei der Einwaage als Abbrand in Rechnung gesetzt.

[1] K. Hanser: Z. Metallkunde Bd. 16, S. 91—95. 1924.
[2] D. Bunting: J. Inst. Metals Bd. 33, S. 97—106. 1925.
[3] Ein Teil der experimentellen Arbeiten lag in Händen von Frl. Irmgard Gabrich, der für ihre Mitarbeit gedankt sei.
[4] Auch an dieser Stelle sei der Firma Mansfeld, A.-G. für Bergbau und Hüttenbetrieb, Eisleben, für die kostenlose Überlassung des Elektrolytkupfers, der Siemens & Halske A.-G., Wernerwerk, Berlin-Siemensstadt, für die kostenlose Überlassung des Elektrolytbleis bestens gedankt.

Zur Aufnahme von Abkühlungskurven (Zeit-Temperaturkurven) durch subjektive Beobachtung am Millivoltmeter wurden die Schmelzen im Ofen erkalten gelassen. Für Temperaturmessungen dienten von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeichte Pt-Pt/Rh-Thermoelemente, deren Eichkurve von Zeit zu Zeit an den Erstarrungspunkten reiner Metalle nachgeprüft wurde.

Zur Feststellung der Gleichgewichtskurven nach der Abschreckmethode wurden in allen Fällen gegossene

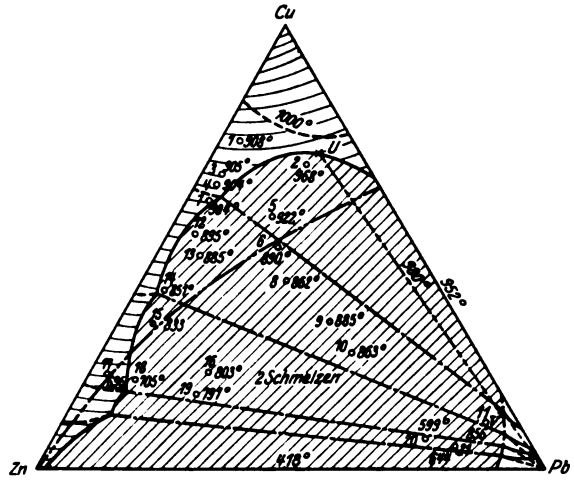


Abb. 10. Verlauf der Mischungslücke im flüssigen Zustand im System Blei-Zink-Kupfer nach Niclassen.
— • • — Grenzkurve nach Parravano.

Legierungen verwendet, in denen die Einstellung des Gleichgewichtes wegen des viel kleineren Kornes bedeutend schneller erfolgt als in langsam erkalteten Schmelzen, und in denen eine gleichmäßige Verteilung des Bleis gewährleistet ist. Die Schmelzen wurden auf Temperaturen etwa 100° oberhalb der Temperatur des Beginns der Erstarrung erhitzt und in eine schwach vorgewärmte Kokille aus weichem Eisen von 15 mm Wandungsstärke zu Vierkantstäben von 12 × 12 mm Querschnitt vergossen. Kräftiges Umrühren vor dem Vergießen war unerläßlich.

Die Glühungen erfolgten in horizontalen Röhrenöfen (Platinöfen) ohne Anwendung einer neutralen oder reduzierenden Atmosphäre[1]. Die Einstellung des Gleichgewichtes erforderte nur verhältnismäßig kurze Zeit, die durch Vorversuche festgestellt war. Auch wurde in geeigneten Fällen von einer doppelten Wärmebehandlung (Abschrecken bei hohen Temperaturen und Wiederanlassen bei tieferen Temperaturen) Gebrauch gemacht[2]. Das Abschrecken geschah in der Regel durch möglichst schnelles Herausziehen der Proben aus dem Ofen und Eintauchen in Eiswasser oder Wasser.

Als Ätzmittel wurde neben einer 10proz. wäßrigen Chromsäurelösung hauptsächlich ammoniakalische Kupferammoniumchloridlösung verwendet.

In sämtlichen Legierungen wurde der Blei- und Kupfergehalt bestimmt. Die zur Gefügeuntersuchung dienenden abgeschreckten Probestücke (10 mm lange Stücke der Gußstäbe) wurden nach der Wärmebehand-

[1] O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 85.
[2] O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 86.

Digitized by Google

lung nicht abermals analysiert, da der an der Oberfläche auftretende Zinkverlust bei kurzen Glühdauern nur gering ist[1]. Überdies wurde die mikroskopische Prüfung auf einer Fläche, die mindestens 2 mm unterhalb der Oberfläche lag, ausgeführt. Der Verlauf der Grenzflächen im ternären System wäre bei der Zahl der verwendeten Legierungen durch eine abermalige Analyse der geglühten Proben, wie aus der Tabelle 1 hervorgeht, nur unwesentlich beeinflußt worden[2]. Eine Erhöhung der Genauigkeit hätte nur durch eine bedeutend größere Anzahl Legierungen erreicht werden können.

Tabelle 1.
Änderung der Zusammensetzung einiger Legierungen durch Wärmebehandlung (1 Std. bei 800° geglüht, innerhalb 1 Std. auf 870° erhitzt und abgeschreckt).

Leg.	Zusammensetzung vor dem Glühen		Zusammensetzung nach dem Glühen	
	Gew.-% Cu	Gew.-% Pb	Gew.-% Cu	Gew.-% Pb
6110	61,56	1,08	61,71	0,98
6115	60,96	1,47	61,05	1,48
6120	61,08	1,99	60,96	1,93
6125	61,14	2,25	61,15	2,03

b) Thermische Untersuchung.

Auf Grund der Zweistoffsysteme Cu-Zn und Cu-Pb[3] ist über den Verlauf der Erstarrungs- und Umwandlungsflächen im ternären System zu vermuten, 1. daß auch in den Legierungen des kupferreichen Teiles des ternären Systems eine Entmischung der Schmelze nach der Beziehung Schmelze$_{Cu} \rightleftarrows \alpha$ + Schmelze$_{Pb}$ in Analogie mit der monotektischen Reaktion im Cu-Pb-System erfolgt, 2. daß sich die peritektische Reaktion α + Schmelze $\rightleftarrows \beta$, vom Zn-Cu-System ausgehend, nach Art der oberen schraffierten Fläche der Abb. 9 in das ternäre System erstreckt[4], 3. daß die unter 1 und 2 genannten Reaktionen sich innerhalb eines gewissen Konzentrationsbereiches irgendwie „vereinigen" müssen. Da Kupfer kein merkliches Lösungsvermögen für Blei besitzt, werden auch die sich ausscheidenden α- und β-Kristalle keine größeren Mengen Blei gelöst enthalten.

Die thermische Untersuchung von Parravano, Mazzetti und Moretti (vgl. Abb. 5 bis 8) hat gezeigt, 1. daß die Temperatur des Beginns der Entmischung der Schmelze innerhalb der Legierungen des α-Mischkristallgebietes bei abnehmendem Kupfergehalt zu tieferen Temperaturen verschoben wird, 2. daß die Temperatur des Beginns der peritektischen Reaktion durch Bleizusatz nur unwesentlich beeinflußt wird, 3. daß die Temperatur des Beginns der peritektischen Reaktion nur wenige Grad oberhalb der Temperatur der Bildung zweier Schmelzen liegt oder mit ihr zusammenfällt, und 4. daß die Entmischung der Schmelze in den Legierungen, die unter Primärkristallisation von β erstarren, wenig unterhalb des Beginns der Erstarrung eintritt.

Parravano und seine Mitarbeiter nehmen also an, daß nach der Primärausscheidung der α-Kristalle zunächst die peritektische Reaktion α + Schmelze $\rightarrow \beta$ und darauf die Entmischung der Schmelze eintritt, oder daß beide Reaktionen bei derselben Temperatur vor sich gehen. Während der erste Fall große Wahrscheinlichkeit hat, ist der zweite Fall ausgeschlossen, da er nur für eine einzige Schmelze in jedem Schnittdiagramm denkbar wäre. Nach den von Parravano gegebenen thermischen Daten (Abb. 5 bis 8) ist es jedoch unmöglich, die Erstarrungs- und Umwandlungsverhältnisse im Sinne des ersten Falles darzustellen. Hier hatten also eigene Versuche einzusetzen.

Da ein Schnitt für konstanten Bleigehalt von 2% eingehender nach der Abschreckmethode ausgearbeitet wurde und ein Gehalt von 2% Pb sicher nicht zu einer Entmischung der Schmelze vor Beginn der Erstarrung führen kann, wurde die thermische Untersuchung dieses Schnittes gewählt. Die Legierungen (200 g) hatten die in Tabelle 2 angegebene Zusammensetzung.

Tabelle 2.
Zusammensetzung der Legierungen für die thermische Untersuchung.

Leg.	Einwaage			Analyse		
	% Cu	% Pb	% Zn	% Cu	% Pb	% Zn (Diff.)
7520	75,0	2,0	23,0			
7020	70,0	2,0	28,0			
6720	67,0	2,0	31,0	66,98	1,96	31,06
6420	64,0	2,0	34,0			
62520	62,5	2,0	35,5			
6120	61,0	2,0	37,0	61,15	1,72	37,13
6020	60,0	2,0	38,0	59,70	1,91	38,39
5820	58,0	2,0	40,0	57,90	1,93	60,17
6350[1]	63,0	5,0	32,0	—		

Die Ergebnisse der thermischen Analyse sind in Tabelle 3 zusammengestellt; in Abb. 11 sind einige Erstarrungskurven wiedergegeben. Danach ist über die Erstarrung der Legierungen folgendes zu sagen:

Die Abkühlungskurven der Legierungen des α-Mischkristallgebietes (Leg. 7520 und 7020) zeigen, in Übereinstimmung mit Parravanos Ergebnissen, eine Verzögerung entsprechend der Ausscheidung von α-Misch-

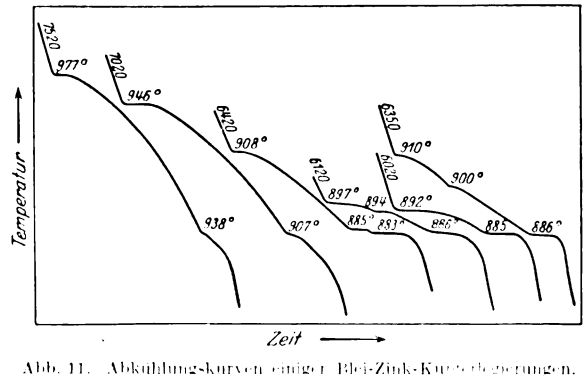


Abb. 11. Abkühlungskurven einiger Blei-Zink-Kupferlegierungen.

[1] O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 91, 94, 96f., 99, 103, 106, 108f., 111f., 115.

[2] Im Gegensatz zu den binären Zink-Kupfer-Legierungen.

[3] Das System Zn-Pb hat keinen unmittelbaren Einfluß auf die Konstitution der bleihaltigen Messinglegierungen.

[4] Beide Reaktionen verlaufen im ternären System in einem Temperaturintervall.

[1] Diese Legierung war trotz kräftigen Rührens während der Erstarrung etwas geseigert.

Digitized by Google

kristallen und eine Verzögerung entsprechend der Entmischung der kupferreichen Schmelze (S_{Cu}) unter Ausscheidung einer bleireichen Schmelze (S_{Pb}) und gleichzeitiger weiterer Ausscheidung von α-Kristallen. Die Temperatur des Endes der Entmischung ist aus den Abkühlungskurven nicht einwandfrei zu entnehmen.

wobei noch kupferreiche Schmelze übrigbleibt, aus der nunmehr β-Kristalle auskristallisieren.

Die Legierungen, die kupferärmer sind, als der Zusammensetzung des Punktes *E* entspricht, erstarren unter Ausscheidung von β-Kristallen. Nur wenige Grad unterhalb der Temperatur des Beginns der Erstarrung

Tabelle 3. Thermische Daten für die Erstarrung der Legierungen.

Leg.	Temperatur in ° C					
	des Beginns der Erstarrung	des Beginns der Entmischung der kupferreichen Schmelze $S_{Cu} \rightarrow \alpha + S_{Pb}$	des Endes der Entmischung der kupferreichen Schmelze	des Beginns der peritektischen Reaktion $\alpha + S_{Cu} \rightarrow \beta$	der Reaktion $\alpha + S_{Cu} \rightarrow \beta + S_{Pb}$	des Endes der Erstarrung
7520	977	938	(932)	—	—	(326)
7020	946	907	(904)	—	—	(326)
6720	934	898	—	—	886	(326)
6420	908	—	—	885	883	(326)
62520	903	—	—	890	886	(326)
6120	897	—	—	894	886	(326)
6020	892	885 ($S_{Cu} \rightarrow \beta + S_{Pb}$)	?	—	—	(326)
5820	889	885 ($S_{Cu} \rightarrow \beta + S_{Pb}$)	(882)	—	—	(326)
6350	910	—	—	900	886	(326)

Die Abkühlungskurven der Legierungen des Konzentrationsbereiches, in dem eine Reaktion der α-Kristalle mit Schmelze zu erwarten ist, weisen drei Verzögerungen auf, von denen die letzte ein ausgesprochener Haltepunkt bei der konstanten Temperatur 886° ist. Dieser Haltepunkt deutet auf das Vorhandensein einer Vierphasenreaktion hin, die sich, wie an der Legierung 6350 (Tabelle 2 und 3) gezeigt werden konnte, über ein größeres Konzentrationsgebiet erstreckt. Nach den Gesetzen vom heterogenen Gleichgewicht lassen die gefundenen thermischen Daten nur die in der Abb. 12 dargestellte Deutung zu.

In den Legierungen, deren Zusammensetzungen zwischen den Punkten *A* und *B* liegen, tritt nach der Ausscheidung von α-Kristallen (1. Verzögerung) zunächst, entsprechend der 2. Verzögerung, die Entmischung der Schmelze nach der Gleichung $S_{Cu} \rightarrow \alpha + S_{Pb}$ ein. Bei der in allen Legierungen gleichen Temperatur 886° erfolgt darauf bei konstanter Temperatur die Vierphasenreaktion $\alpha + S_{Cu} \rightarrow \beta + S_{Pb}$, durch die die peritektische Umsetzung zwischen kupferreicher Schmelze und α-Kristallen unter Bildung von β-Kristallen vollzogen und gleichzeitig die Entmischung beendet wird (3. Verzögerung).

Dagegen findet in den Legierungen zwischen *B* und *E* nach der Primärkristallisation von α zuerst die peritektische Reaktion $\alpha + S_{Cu} \rightarrow \beta$ längs der Kurve *BC* statt (2. Verzögerung), während darauf bei der konstanten Temperatur 886° die Entmischung der Schmelze nach der Vierphasengleichung $\alpha + S_{Cu} \rightarrow \beta + S_{Pb}$ erfolgt und gleichzeitig die peritektische Reaktion beendet wird.

Während in den Legierungen zwischen *A* und *D* nicht alle α-Kristalle durch die Vierphasenreaktion aufgezehrt werden, verläuft die Reaktion in den Legierungen zwischen *D* und *E* unter völliger Umsetzung[1] der α-Kristalle, entmischt sich die übriggebliebene Schmelze nach der Gleichung $S_{Cu} \rightarrow \beta + S_{Pb}$. Die Entmischung erfolgt in einem sehr engen Temperaturintervall.

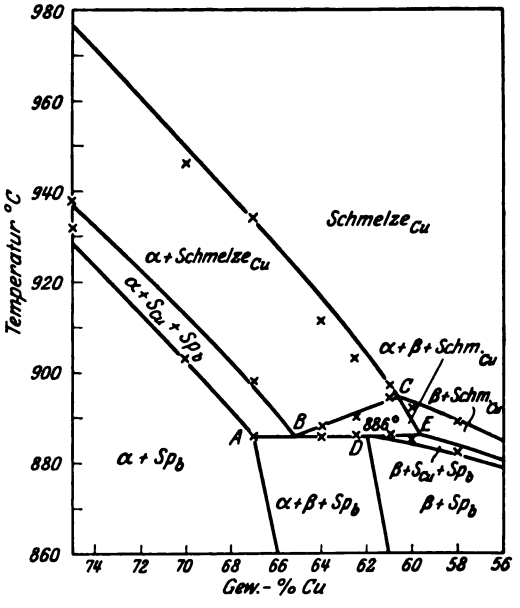


Abb. 12. Die Erstarrung und Umwandlung von Blei-Zink-Kupferlegierungen mit konstantem Bleigehalt von 2%.

Nach den beschriebenen Erstarrungs- und Umwandlungsverhältnissen ergeben sich die in der Abb. 12 bezeichneten Zustandsräume. Das Zustandsgebiet ($\alpha + \beta + S_{Cu}$) umfaßt im Schnittdiagramm für konstanten Pb-Gehalt von 2% (Abb. 21) nur etwa 10°.

Die Temperaturen des Beginns der Erstarrung sind, obwohl sie bei Legierungen mit gleichem Kupfergehalt und zunehmendem Bleigehalt ansteigen (Abb. 4), in dem untersuchten Bereich noch praktisch dieselben wie die der reinen Cu-Zn-Legierungen mit gleichem Kupfergehalt. Auf die Wiedergabe eines Isothermenschaubildes kann daher verzichtet werden.

[1] Sofern Gleichgewichtszustand herrscht.

Digitized by Google

Das Ende der Erstarrung[1] liegt für alle Legierungen bei etwa 326° (nach Parravano), doch sind Legierungen mit kleinen Bleigehalten schon nach beendeter Entmischung der Schmelze als „praktisch" fest anzusehen.

c) Die Schnittdiagramme.

Das ternäre System wurde im Bereich von 100 bis 52% Cu und 0 bis 2,5% Pb mit Hilfe eines Schnittes für konstanten Bleigehalt von 2% und mehrerer Schnitte, die für konstante Kupfergehalte von 80 bzw. 64, 61, 58 und 54% Cu (mit steigenden Bleigehalten von 0,1, 0,25, 0,5, 1,0, 1,5, 2,0 und 2,5%) durch das Konzentrations-Temperatur-Prisma gelegt wurden, ausgearbeitet. Aus Abb. 13 geht die Lage des untersuchten Konzentrationsgebietes im ternären System hervor. Die Lage der Legierungen, deren Zusammensetzungen in Tabelle 4 gegeben sind, sowie der Schnitte *a*, *b*, *c*, *d*, *e* und *f* in der Konzentrationsebene zeigt Abb. 14. Man sieht, daß einige Legierungen infolge des wechselnden Zinkabbrandes von der beabsichtigten Zusammensetzung etwas abweichen. Das betreffende Schnittdiagramm wurde daher entweder für den Mittelwert des Kupfergehaltes aller geglühter und darauf abgeschreckter Proben erhalten. Zur Benennung der verschiedenen Gefüge sind in allen Schnittdiagrammen folgende Zeichen verwendet:

- ⊡ $\alpha + S_{Pb}$ (S_{Pb} = bleireiche Schmelze oder flüssiges Blei),
- ⊙ $\alpha + \beta + S_{Pb}$,
- △ $\beta + S_{Pb}$,
- ■ $\alpha + S_{Cu}(+S_{Pb})$ (S_{Cu} = kupferreiche Schmelze),
- ● $\alpha + \beta + S_{Cu}(+S_{Pb})$.

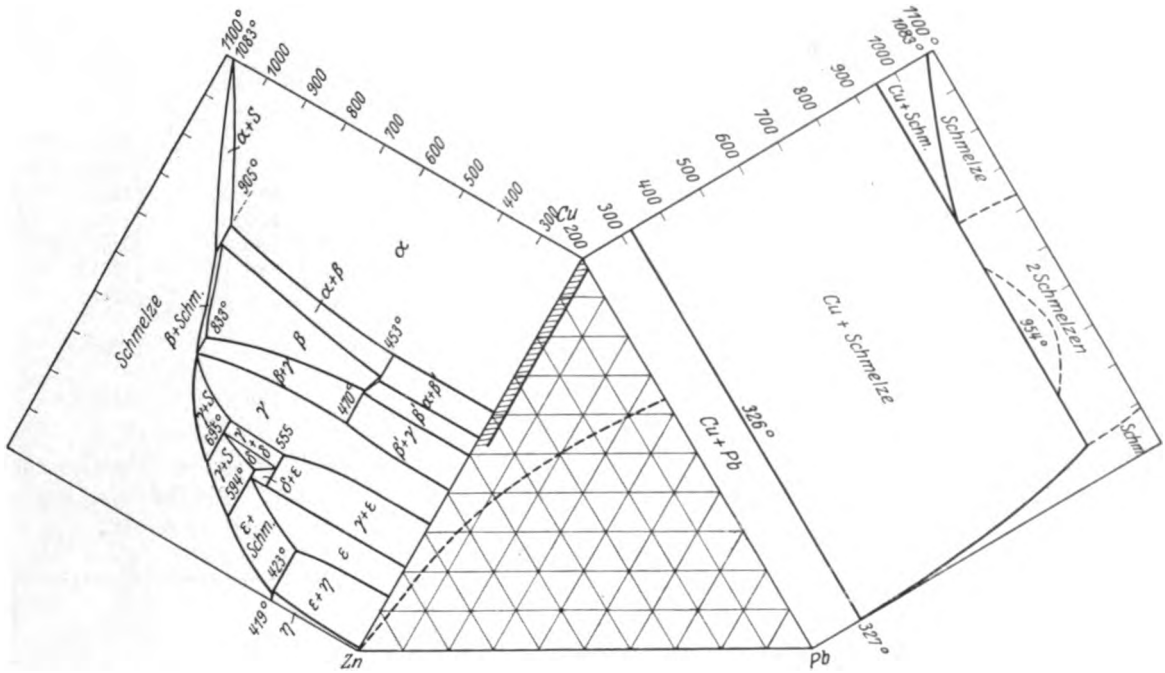


Abb. 13. Übersicht über das Dreistoffsystem Pb—Zn—Cu. (Der ausgearbeitete Teil ist schraffiert.)

Aus den Schnittdiagrammen *a*, *c*, *d* und *e* (Abb. 15, 17, 18, 19 und 20) geht hervor, daß die Legierungen mit etwa 0,1% Pb, einerlei bei welchen Temperaturen sie abgeschreckt waren, noch ungelöstes Blei enthalten. Die Löslichkeitsgrenze von Blei in α-, (α + β)- und β-Messing befindet sich also bei allen Temperaturen sicher unterhalb dieses Bleigehaltes. In allen Legierungen mit etwa 0,1% Pb waren, wie bei der Besprechung des mikroskopischen Gefüges (Abschnitt d) noch näher ausgeführt wird, nach dem Glühen und Abschrecken bei den Temperaturen der eingezeichneten Zustandspunkte, wie auch nach langsamem Erkalten von 800° auf Zimmertemperatur (innerhalb von 2 Tagen) stets geringe Mengen Blei einwandfrei zu erkennen. Eine merkliche Löslichkeitsänderung mit der Temperatur war nicht nachzuweisen.

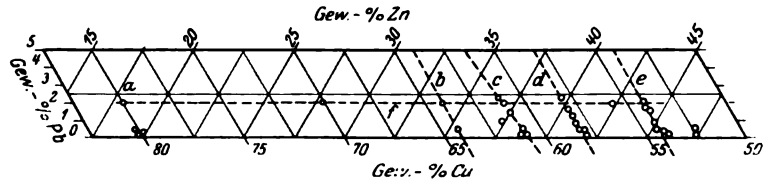


Abb. 14. Die Lage der ausgeführten Schmelzen und Schnitte in der Konzentrationsebene.

Die Legierungen des Schnittes *a* (Abb. 15) für annähernd konstanten Kupfergehalt von 80% liegen bei allen Temperaturen zwischen 326° und 940° im Zustandsraum $\alpha + S_{Pb}$. Bei etwa 940° beginnen die α-Kristalle zu schmelzen, wobei sich die bleireiche Schmelze in der kupferreichen Schmelze löst, bis bei etwa 950° nur α-Kristalle und kupferreiche Schmelze vorliegen.

Das Schaubild des Schnittes *b* (Abb. 16) für konstanten Kupfergehalt von 64,0% zeigt, daß die Grenze zwischen dem α- und (α + β)-Gebiet des Kupfer-

Schmelzen des Schnittes gezeichnet oder der Schnitt wurde durch möglichst viele Legierungen gelegt.

Die Zustandspunkte in den Schnittdiagrammen sind durch mikroskopische Beobachtung hinreichend lange

[1] Über die Temperatur des Endes der Erstarrung vgl. auch die Ausführungen auf S. 9.

Digitized by Google

Zinksystems durch Bleizusatz erhöht wird, und zwar erhöhen 2% Pb die Grenztemperatur von 710° auf etwa 780°.

Die Schnittdiagramme *c* und *d* (Abb. 17 und 18) wurden eingehender ausgearbeitet. Aus beiden Schaubildern geht hervor, daß außer der α ($\alpha + \beta$)-Grenze auch die β($\alpha + \beta$)-Grenze des Kupfer-Zink-Systems durch Bleizusatz beträchtlich erhöht wird[1].

Für die Legierungen des Schnittes *d* mit konstantem Kupfergehalt von 58% (Abb. 18) gewinnt die Bestimmung der Erhöhung der Übergangstemperatur $\beta \leftrightarrows (\alpha + \beta)$ durch Bleizusatz erhebliche praktische Bedeutung, da die in Deutschland genormte Legierung mit 58% Cu, 2% Pb, Rest Zink (Schraubenmessing) als Preßmessing große Verwendung findet[2]. Das Verpressen dieser Legierung hat im Zustandsraum ($\beta + S_{Pb}$) — nach Abb. 18, also bei Temperaturen oberhalb 735° — zu erfolgen. Die Erhöhung der Übergangstemperatur durch 2% Pb beträgt 90°.

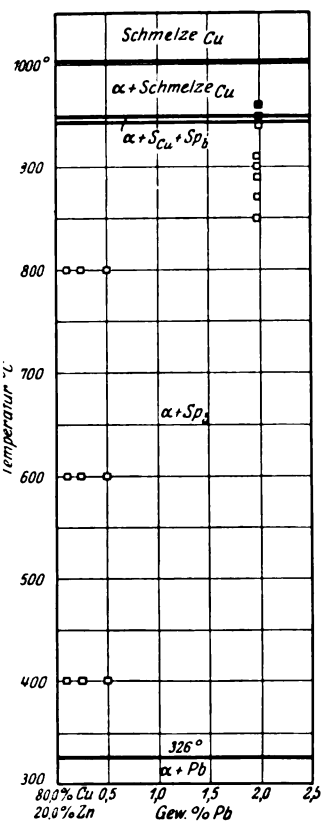


Abb. 15. Schaubild des Schnittes *a* für konstanten Kupfergehalt von 80,0%.

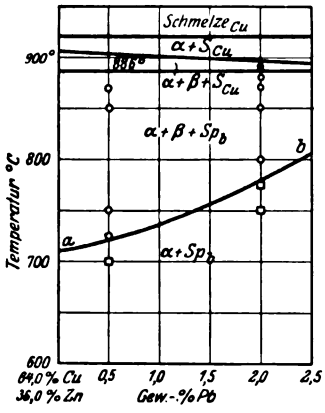


Abb. 16. Schaubild des Schnittes *b* für konstanten Kupfergehalt von 64,0%.

Wird die genannte Legierung bei Temperaturen kurz unterhalb der Entmischungstemperatur des β-Mischkristalls (735°) verpreßt, so wirken die an den Korngrenzen der β-Kristallite sich zuerst ausscheidenden α-Nadeln wie Verunreinigungen, die die Preßteile brüchig und spröde machen, so daß das Material die Presse mit narbiger und rissiger Oberfläche verläßt. Wird das Verpressen bei Temperaturen bedeutend unterhalb 735° ausgeführt[3], so daß sich schon beträchtliche Mengen von α-Nadeln in den β-Kristalliten ausgeschieden haben, bevor das Material die Matrize passiert, so bildet sich, wie W. Köster[2] und R. Hinzmann[3] festgestellt haben, ein Gefüge aus, das in mechanischer Hinsicht gegenüber dem Gefüge des bei richtiger Temperatur gepreßten Materials stark im Nachteil ist: Dehnung und Kerbzähigkeit nehmen bei zu kaltem Verpressen bedeutend ab. Die genaue Kenntnis der Entmischungstemperatur als der Mindesttemperatur beim Warmpressen ist daher unerläßlich.

Tabelle 4.
Zusammensetzung der gegossenen Legierungen.

Leg.	Beabsichtigte Zusammensetzung			Analyse			
	% Cu	% Pb	% Zn	% Cu	% Pb	% Fe[1]	% Zn (Diff.)
8001	80,0	0,1	19,99	80,13	0,09	(0,05)	19,73
80025	80,0	0,25	19,75	79,81	0,23	(0,05)	19,91
8005	80,0	0,5	19,5	89,10	0,49	(0,05)	19,36
8020	80,0	2,0	18,0	79,86	1,97	(0,05)	18,12
7020	70,0	2,0	28,0	70,10	2,01	(0,05)	27,84
6405	64,0	0,5	35,95	64,01	0,48	(0,05)	35,46
6420	64,0	2,0	34,0	64,02	1,98	(0,05)	33,95
6101	61,0	0,1	38,99	60,68	0,12	(0,05)	39,15
61025	61,0	0,25	38,75	60,72	0,25	0,04	38,99
6105	61,0	0,5	38,5	60,64	0,57	0,04	38,75
6110	61,0	1,0	38,0	61,56	1,08	(0,05)	37,31
6115	61,0	1,5	37,5	60,96	1,47	(0,05)	37,52
6120	61,0	2,0	37,0	61,08	1,99	(0,05)	36,88
6125	61,0	2,5	36,5	61,14	2,25	(0,05)	36,56
5801	58,0	0,1	41,99	57,82	0,11	(0,05)	42,02
58025	58,0	0,25	41,75	57,74	0,28	0,05	41,93
5805	58,0	0,5	41,5	57,88	0,49	0,05	41,58
5810	58,0	1,0	41,0	57,89	0,82	0,05	41,24
5815	58,0	1,5	40,5	57,99	1,22	0,05	40,74
5820	58,0	2,0	40,0	58,05	1,65	0,05	40,25
5825	58,0	2,5	39,5	58,06	2,26	0,05	39,63
5620	56,0	2,0	42,0	55,70	1,95	(0,05)	42,30
5401	54,0	0,1	45,99	53,79	0,12	(0,05)	46,04
54025	54,0	0,25	45,75	53,76	0,29	0,05	45,90
5405	54,0	0,5	45,5	54,27	0,47	0,05	45,21
5410	54,0	1,0	45,0	54,06	0,98	0,04	44,92
5415	54,0	1,5	44,5	54,01	1,47	0,05	44,48
5420	54,0	2,0	44,0	54,18	1,95	0,05	43,82
5425	54,0	2,5	43,5	54,12	1,67	0,05	44,16
525005	52,5	0,05	47,45	52,06	0,05	(0,05)	47,84
52501	52,5	0,1	47,4	52,39	0,10	(0,05)	47,46
525025	52,5	0,25	47,25	52,37	0,27	(0,05)	47,31

Die Ausarbeitung des Schnittes *e* brauchte sich nur auf Temperaturen unter 500° zu beschränken, da sich sämtliche Legierungen dieses Schnittes oberhalb 500° im ($\beta + S_{Pb}$)-Raum befinden. Die Grenzfläche zwischen dem ($\beta + S_{Pb}$)- und ($\alpha + \beta + S_{Pb}$)-Raum verläuft in der in den Abb. 19 und 20 angegebenen Weise. Abb. 19 gilt für einen konstanten Kupfergehalt von 54,1% (unter Nichtberücksichtigung der Schmelzen mit weniger als 0,29% Pb). In der Abb. 20 sind dagegen auch die beiden Legierungen mit 0,12 und 0,29% Pb verwendet worden, wobei jedoch die Legierung mit 0,47% Pb nicht berücksichtigt werden konnte.

[1] Die Erhöhung dieser Phasengrenzen durch Bleizusatz bei konstantem Kupfergehalt ist auf Grund räumlicher Vorstellung vorauszusehen. Der Grad der Erhöhung kann jedoch nur experimentell ermittelt werden und ist aus den Schnittdiagrammen zu entnehmen.

[2] Vgl. DIN 1709, Blatt 1.

[3] Beim Stangenpressen trifft das für den letzten Stangenabschnitt infolge der fortschreitenden Abkühlung des Preßblocks während des Pressens fast stets zu.

[1] Der in Klammern angegebene Eisengehalt von 0,05% ist auf Grund der Eisenbestimmungen in den anderen Legierungen angenommen worden.

[2] W. Köster: Z. anorg. allg. Chem. Bd. 154, S. 197—208. 1926.

[3] R. Hinzmann: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 297—303. 1927.

Digitized by Google

Die Löslichkeit von Blei in β-Messing wurde an Hand der gegossenen 3 Legierungen 525005, 52501 und 525025 (vgl. Tabelle 4) nach dem Glühen und Abschrecken bei

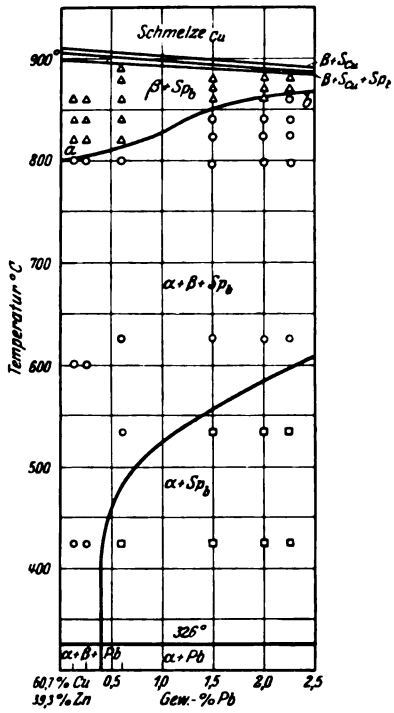


Abb. 17. Schaubild des Schnittes c für konstanten Kupfergehalt von 60,7%.

400°, 600° und 800°, sowie nach langsamem Erkalten auf Raumtemperatur untersucht. Die erste Legierung (mit 0,05% Pb) bestand aus großen regelmäßigen β-Polygonen; Bleiteilchen waren mikroskopisch nicht zu erkennen[1]. Es liegt jedoch die Vermutung nahe, daß die durch den Guß hervorgerufene außerordentlich feine Verteilung dieser geringen Bleimenge einen einwandfreien mikroskopischen Nachweis überhaupt unmöglich macht, zumal das Blei unter dem Mikroskop schwarz erscheint und von winzigen Poren, die in jeder gegossenen Messinglegierung vorhanden sind, und anderen Bestandteilen (Eisen?) nicht zu unterscheiden sein wird, wenn es sich nicht durch eine charakteristische Anordnung der Teilchen zu erkennen gibt. Es ist demnach nicht der Schluß berechtigt, daß Gehalte

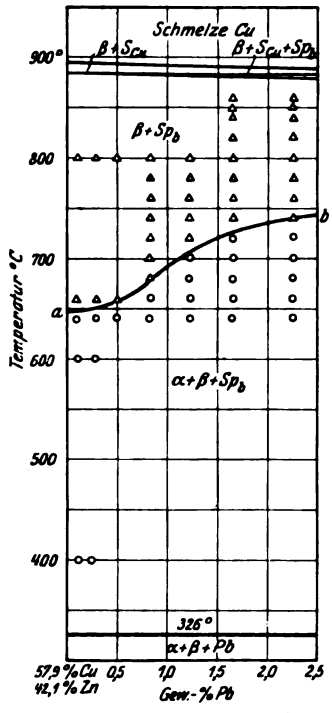


Abb. 18. Schaubild des Schnittes d für konstanten Kupfergehalt von 57,9%.

[1] In einer langsam aus dem Schmelzfluß erstarrten Legierung mit 51,98% Cu und 0,05% Pb waren an einzelnen Stellen Bleitröpfchen zu sehen.

von 0,05% Pb in β-Messing löslich sind. In den beiden anderen Legierungen mit 0,10 und 0,27% Pb waren Bleiteilchen nach allen Wärmebehandlungen einwandfrei zu erkennen (Näheres über das Gefüge im Abschnitt d).

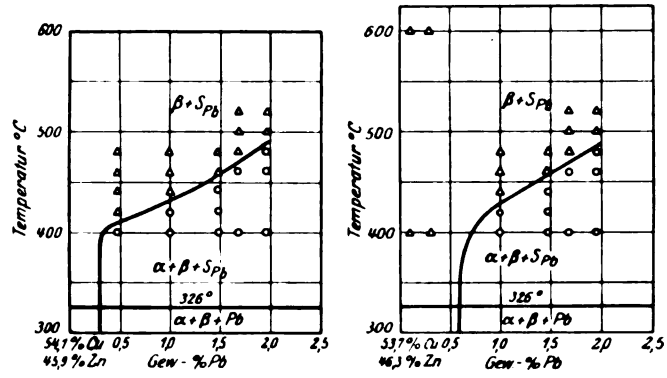


Abb. 19 u. 20. Schaubilder des Schnittes e aus Abb. 14.

Der Einfluß von Blei auf die Konstitution der Kupfer-Zink-Legierungen geht am deutlichsten aus dem in Abb. 21 wiedergegebenen Schaubild des Schnittes für konstanten Bleigehalt von 2% hervor. Um die Verschiebung der $\alpha(\alpha+\beta)$- und $\beta(\alpha+\beta)$-Grenzkurven durch Bleizusatz zu höheren Temperaturen deutlich zu

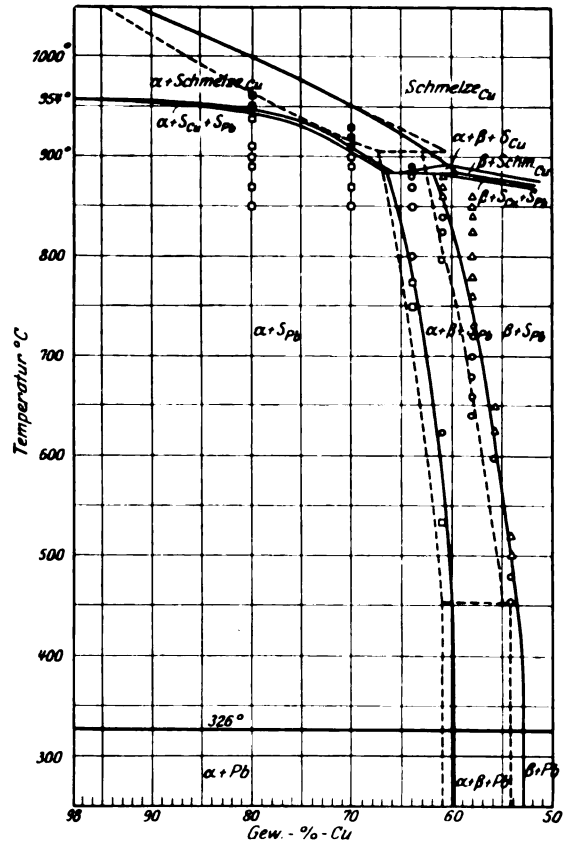


Abb. 21. Schaubild des Schnittes f für konstanten Bleigehalt von 2%.

machen, ist ein Teil des Kupfer-Zink-Schaubildes gestrichelt eingezeichnet. Während die Temperaturen des Beginns der Erstarrung praktisch zusammenfallen, wird das Zustandsgebiet der α-Kristalle + Schmelze, besonders bei den Legierungen mit mehr als 80% Cu, durch Bleizusatz bedeutend erweitert. Neben der Verschiebung der $\alpha(\alpha+\beta)$- und $\beta(\alpha+\beta)$-Grenzkurven durch Blei-

Digitized by Google

zusatz — bei konstantem Kupfergehalt — zu höheren Temperaturen ist die Erniedrigung der Temperatur des Endes der Erstarrung auf etwa 326° am bemerkenswertesten.

Nach den Schaubildern der Vertikalschnitte (Abb. 15 bis 21) und den bei Unlöslichkeit von Blei in α- und β-Messing theoretisch zu erwartenden Grenzlinien[1] wurden die Horizontalschnitte (Isothermenschaubilder) für 850°, 800°, 700°, 600°, 500° und 400° gezeichnet (Abb. 22 bis 27). Das Isothermenschaubild für Raumtemperatur ist mit dem für 400° geltenden (Abb. 27) identisch, an Stelle von S_{Pb} ist jedoch Pb zu setzen. In Abb. 28 ist das für Raumtemperatur geltende Zustandsschaubild des ganzen Dreistoffsystems wiedergegeben.

Man erkennt aus Abb. 28, daß die Zustandsgebiete der α- und β-Kristalle durch Bleizusatz zu kupferärmeren Konzentrationen verschoben werden, an Ausdehnung aber abnehmen. Die Löslichkeit von Zink in Kupfer wird durch Blei nicht beeinflußt, da sich auf der nach Pb verlaufenden Grenzkurve das Verhältnis von Kupfer zu Zink nicht ändert. Dasselbe gilt für die anderen Löslichkeitsgrenzen. Vom Standpunkt eines konstanten Kupfergehaltes könnte man jedoch von einer „scheinbaren" Erhöhung der Löslichkeit des Zinks sprechen, da ja z. B. $(\alpha + \beta)$-Legierungen durch Bleizusatz in α-Legierungen übergeführt werden. Nach Abb. 27 geht ein 60 : 40-Messing durch 1.6% Pb in ein α-Messing über.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß der Aufbau der Kupfer-Zink-Blei-Legierungen, abgesehen von den Erstarrungsverhältnissen, allein durch die „praktische" Unlöslichkeit des flüssigen und festen Bleis in den α- und β-Kristallen bedingt wird. Die oben beschriebene Verschiebung der $\alpha\,(\alpha + \beta)$- und $\beta\,(\alpha + \beta)$-Grenzkurven des Kupfer-Zink-Systems durch Bleizusatz zu höheren Temperaturen gilt nur unter der Voraussetzung gleichen Kupfergehaltes der binären und ternären Legierungen. Vergleicht man dagegen die Konstitution der binären und ternären Legierungen unter der Voraussetzung eines konstanten Verhältnisses des Kupfergehaltes zum Zinkgehalt, so kann von einer Verschiebung der Grenzkurven des binären Systems — wie aus einem Vergleich der Schaubilder der Vertikal- und Horizontalschnitte hervorgeht — keine Rede sein: alle Legierungen

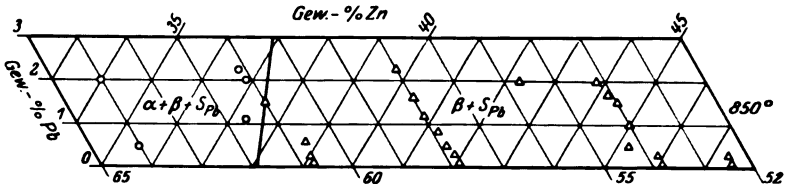


Abb. 22.

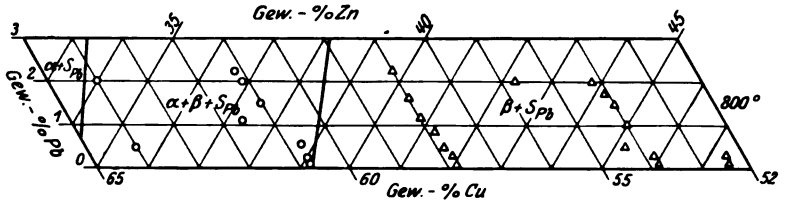


Abb. 23.

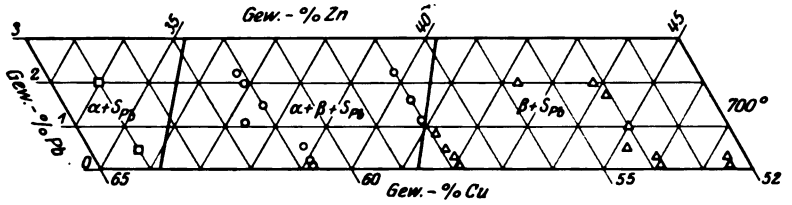


Abb. 24.

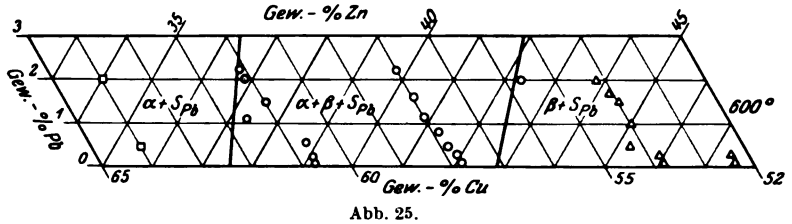


Abb. 25.

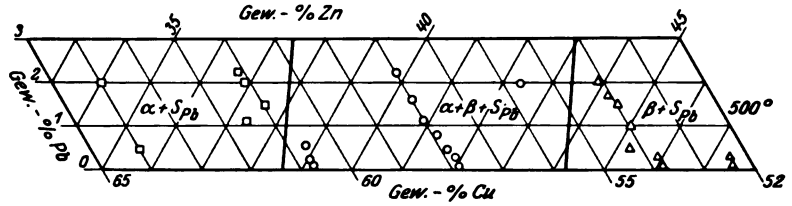


Abb. 26.

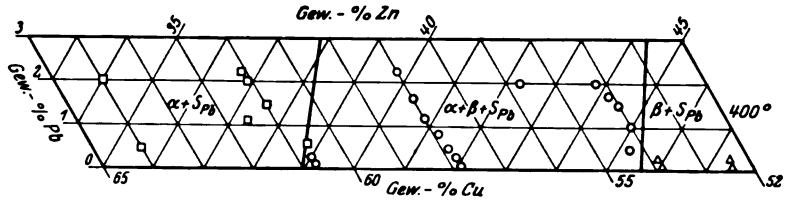


Abb. 27.

Abb. 22 bis 27. Schaubilder der Schnitte für konstante Temperaturen von 850°, 800°, 700°, 600°, 500° und 400°.

mit gleichem Verhältnis Cu : Zn haben dieselben Übergangstemperaturen. Das Verhältnis der Mengen an α- und β-Kristallen ist bei allen Legierungen, die innerhalb des Gebietes $(\alpha + \beta + \text{Pb})$ (Abb. 28) auf einer Geraden durch den Zustandspunkt des Bleies liegen, ebenfalls gleich.

Der Gleichwertigkeitskoeffizient des Bleis war von Guillet bei einer Löslichkeit von 0.9% in α- und β-Messing mit 1 angenommen worden. Nach Gleichung 3 (S. 4) würde also der scheinbare Kupfergehalt der Legierung gleich dem tatsächlichen Kupfergehalt sein, d. h. die Löslichkeitsgrenzen verlaufen nach Guillet

[1] Diese Grenzkurven in den Isothermenschaubildern werden erhalten durch Verbindung der für die betreffende Temperatur geltenden binären Übergangspunkte $\alpha \rightleftarrows (\alpha + \beta)$ und $\beta \rightleftarrows (\alpha + \beta)$ mit dem der Zusammensetzung des Bleis entsprechenden Eckpunkt des Konzentrationsdreiecks. In Abb. 28 sind die sich auf Raumtemperatur beziehenden Grenzlinien wiedergegeben.

Digitized by Google

bei konstantem Kupfergehalt. Bei der von uns festgestellten außerordentlich geringen Löslichkeit des Bleis hat es keinen Sinn mehr, von einem Gleichwertigkeitskoeffizienten zu sprechen[1].

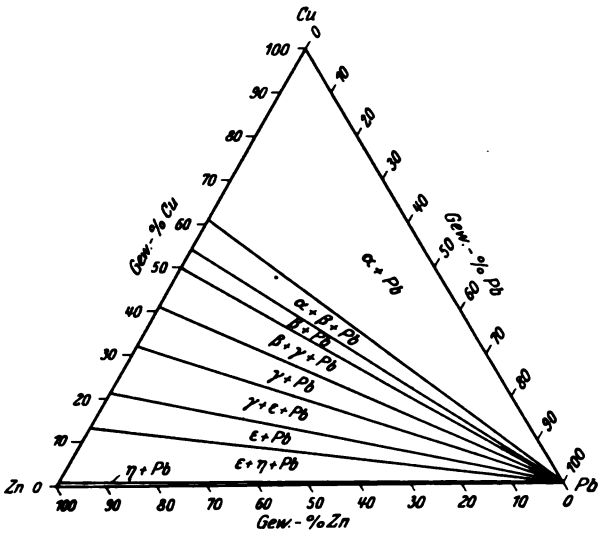


Abb. 28. Zustandsschaubild des Dreistoffsystems Pb—Zn—Cu bei Raumtemperatur.

d) Das mikroskopische Gefüge.

Zur näheren Erläuterung der Schnittdiagramme sollen im folgenden eine Anzahl Gefügebilder besprochen werden.

Abb. 29. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 70,10% Cu, 2,01% Pb. Gegossen. $v = 200$.

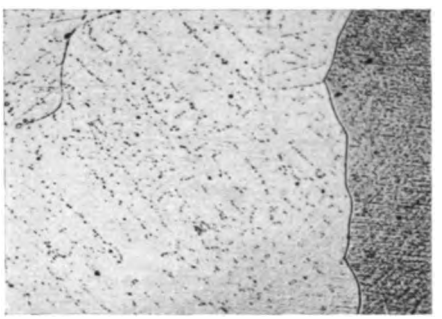


Abb. 30. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 54,27% Cu, 0,47% Pb. Gegossen. $v = 200$.

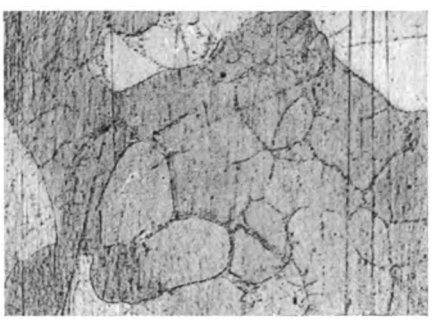


Abb. 31. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 54,06% Cu, 0,98% Pb. Gegossen. $v = 200$.

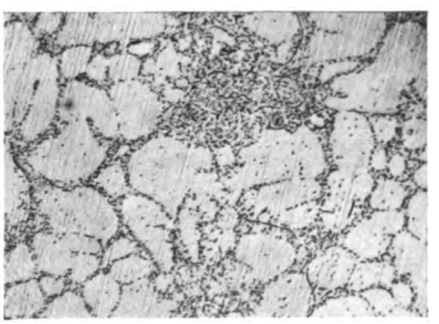


Abb. 32. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 54,18% Cu, 1,95% Pb. Gegossen. $v = 200$.

Das Gefüge eines gegossenen bleihaltigen α-Messings ist in Abb. 29 wiedergegeben. Man erkennt, daß das Blei, entsprechend seiner Ausscheidung aus der kupferreichen Schmelze, vornehmlich in den zuletzt erstarrten kupferärmeren Schichten der zonigen α-Kristalle liegt. Das Gefüge gegossenen α-Messings wird also durch Bleizusatz in seinem Aufbau nicht beeinflußt. Dagegen erfährt das Gefüge gegossenen β-Messings eine tiefgehende Veränderung schon durch sehr kleine Bleigehalte. Während ein Zusatz von 0,12% Pb noch keinen Einfluß auf das β-Gefüge hat, führt ein Zusatz von 0,29% Pb zu einer Aufteilung der großen β-Kristallite: Die Bleitröpfchen sind nach Art der Abb. 30 verteilt und die β-Körner haben unregelmäßige Gestalt. Bleigehalte von mehr als 0,5% wirken kornverfeinernd, so daß das Gefüge das Aussehen einer Struktur bekommt, die aus primär ausgeschiedenen Kristallen und Eutektikum besteht (Abb. 31 und 32). Eine Anzahl dieser kleinen β-Kristalle sind zu einem größeren Kristallverband aus Kristallen gleicher Orientierung zusammengeschlossen. In dem Gefüge der gegossenen kupferreichen $(\alpha + \beta)$-Legierungen mit Bleigehalten bis zu 2,5% sind Bleieinschlüsse selbst bei 300facher Vergrößerung nicht einwandfrei als solche zu erkennen. Man hat sich vorzustellen, daß das Gefüge dieser Legierungen nach beendeter Entmischung der kupferreichen Schmelze dem in den Abb. 30 bis 32 dargestellten Gefüge entspricht. Mit fallender Temperatur entmischen sich die β-Kristalle unter fortschreitender Ausscheidung von α-Kristallen, so daß die bleihaltige β-Grundmasse mehr und mehr von α-Nadeln durchsetzt wird und unter dem Mikroskop vor der Hauptmasse der α-Nadeln zurücktritt. Prüft man gegossenes bleihaltiges 58er oder 60er Messing nur bei verhältnismäßig schwachen Vergrößerungen, so kann man irrtümlich auf eine ziemlich beträchtliche Löslichkeit des Bleis schließen. Selbst in langsam aus dem Schmelzfluß erstarrten Legierungen, in denen sich das Blei teilweise zu größeren Tröpfchen

[1] Will man jedoch einen „Gleichwertigkeitskoeffizienten" beibehalten, so würde er mit 0 anzunehmen sein. Eine Legierung mit etwa 59,15% Cu, 3% Pb, Rest Zn hat nach Abb. 27 dasselbe Gefüge (α-Kristalle) — abgesehen von den Bleieinschlüssen — wie eine binäre Legierung mit 61,0% Cu, 39,0% Zn. Nach Gleichung 2 (S. 4) ergibt sich daraus für $t = 0$.

Digitized by Google

zusammenballt, entspricht das bei schwacher Vergrößerung zu erkennende Blei nur einem Bruchteil des tatsächlich vorhandenen Gehaltes (Abb. 33). Erst bei starken Vergrößerungen sind die Bleitröpfchen gut zu sehen. Abb. 34 gibt einen Begriff von der Größe dieser Tröpfchen.

In dem Gefüge geglühter bleihaltiger α-Messinglegierungen liegen die Bleiteilchen vornehmlich an den Korngrenzen, gelangen jedoch durch Rekristallisation der α-Kristalle auch in das Innere der Kristalle (Abb. 35 und 36). Bleigehalte von 0,1% liegen an der Grenze des mikroskopisch Nachweisbaren, da die zahlreichen Korngrenzen des rekristallisierten α-Gefüges ein sicheres Erkennen der winzigen und feinverteilten Bleitröpfchen sehr erschweren. Eine Verringerung der Bleizusätze zwecks Feststellung der unter 0,1% Pb liegenden Löslichkeitsgrenze des Bleis wäre daher zwecklos gewesen.

Schreckt man bleihaltige α-Legierungen im Zustandsraum (α + Schmelze$_{Cu}$) (vgl. Abb. 21) ab, so erhält man die in den Abb. 37 und 38 dargestellten Gefüge. Die Abschreckgeschwindigkeit reicht also nicht aus, um die Ausscheidung flüssigen Bleis aus der kupferreichen Schmelze zu verhindern.

In den Abb. 39 und 40 sind Gefügebilder der Legierungen 6405 und 6420 des Schnittes *b* (Abb. 16) nach dem Abschrecken im Zustandsraum ($\alpha + \beta + S_{Pb}$) bei 870° wiedergegeben. Danach nimmt die Menge der β-Kristalle, die sich während des Abschreckens entmischt haben, mit zunehmendem Bleigehalt im Sinne der zu höheren Temperaturen ansteigenden Grenzfläche zwischen den ($\alpha + S_{Pb}$)- und ($\alpha + \beta + S_{Pb}$)-Räumen (Kurve *ab* in Abb. 16) ab.

Die Legierungen der in den Abb. 41 bis 44 dargestellten Gefügebilder gehören dem Schnitt *c* (Abb. 17) an. Werden die Legierungen dieses Schnittes bei Temperaturen oberhalb der Grenzfläche zwischen dem ($\beta + S_{Pb}$)- und ($\alpha + \beta + S_{Pb}$)-Raum abgeschreckt (oberhalb der Kurve *ab* in Abb. 17), so bestehen sie aus β-Kristalliten, die je nach der Abschrecktemperatur und der Abschreckgeschwindigkeit mehr oder weniger stark entmischt sind.

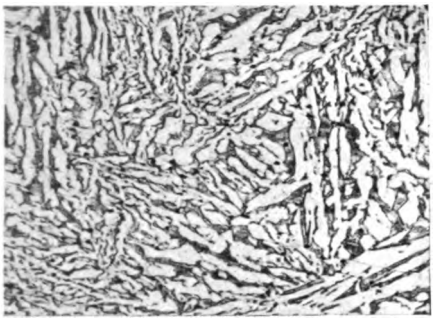


Abb. 33. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 59,70% Cu, 1,91% Pb. Langsam aus dem Schmelzfluß erstarrt (Abkühlungskurve). v = 100.

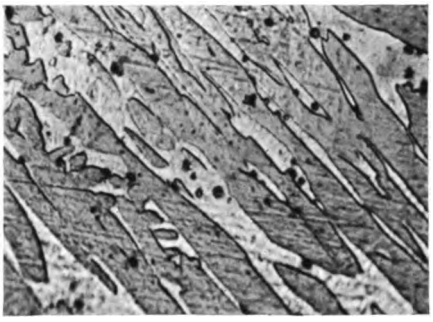


Abb. 34. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 58,06% Cu, 2,26% Pb. Gegossen. v = 1000.

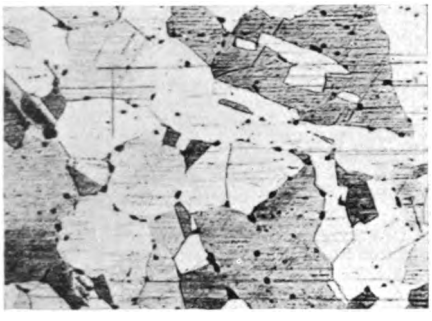


Abb. 35. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 61,08% Cu, 1,99% Pb. 2 St. bei 800° geglüht und innerhalb von 46 St. gleichmäßig auf Raumtemperatur abgekühlt. v = 100.

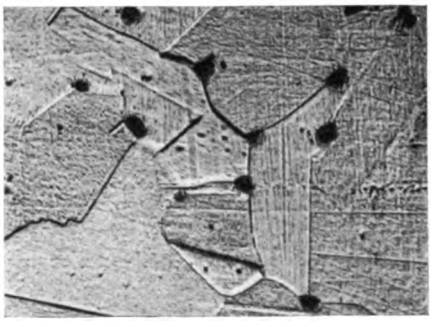


Abb. 36. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 61,14% Cu, 2,25% Pb. Bei 870° abgeschreckt und darauf 24 St. bei 425° angelassen. v = 400.

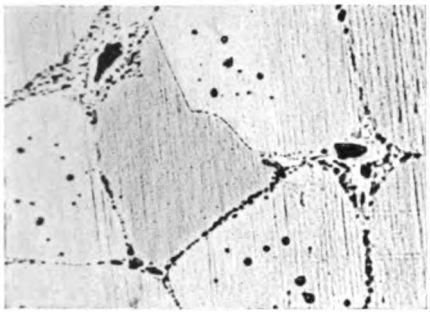


Abb. 37. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 79,86% Cu, 1,97% Pb. 1 St. bei 940° geglüht, auf 950° erhitzt und abgeschreckt. v = 200.

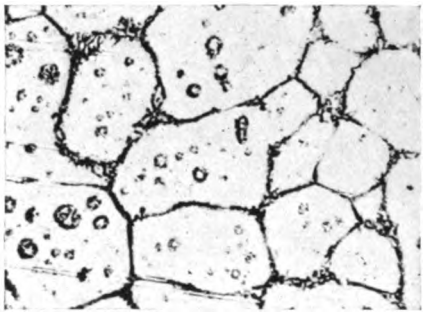


Abb. 38. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 70,10% Cu, 2,01% Pb. In 30 Min. von 890° auf 920° erhitzt und abgeschreckt. v = 100.

Digitized by Google

Die Bleitropfen sind regellos verteilt (Abb. 41). Nach dem Abschrecken von Temperaturen unterhalb der Kurve *ab* erkennt man im Gefüge ungelöst gebliebene α-Kristalle in einer Grundmasse von mehr oder weniger stark entmischtem β (Abb. 42 und 43). Die Menge der ungelöst gebliebenen α-Kristalle nimmt — wie nach dem Verlauf der Kurven in Abb. 17 zu erwarten ist — bei gleicher Abschrecktemperatur mit zunehmendem Blei-

Abb. 39. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 64,01% Cu, 0,48% Pb. ½ St. bei etwa 800° geglüht, in 2½ St. auf 870° erhitzt, 10 Min. konstant gehalten und abgeschreckt. $v = 100$.

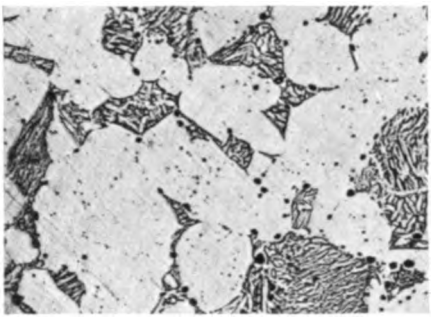


Abb. 40. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 64,02% Cu, 1,98% Pb. Wie Abb. 39 $v = 100$.

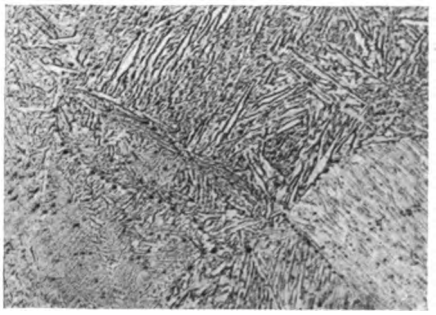


Abb. 41. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 60,96% Cu, 1,47% Pb. In 55 Min. von 850° auf 860° erhitzt und abgeschreckt. $v = 100$.

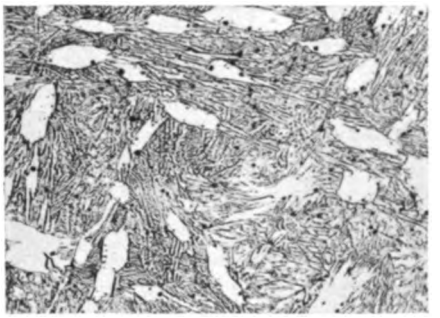


Abb. 42. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 60,96% Cu, 1,47% Pb. 2 St. bei 840 ± 3° geglüht und bei 840° in Kältemischung von −11° abgeschreckt. $v = 100$.

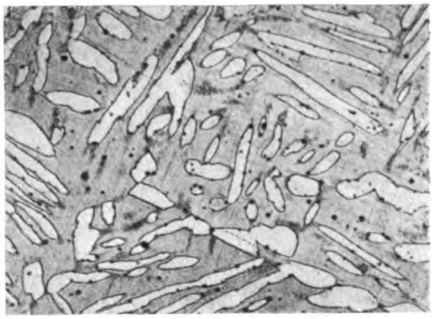


Abb. 43. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 61,08% Cu, 1,99% Pb. 2 St. bei 800° geglüht und abgeschreckt. $v = 100$.

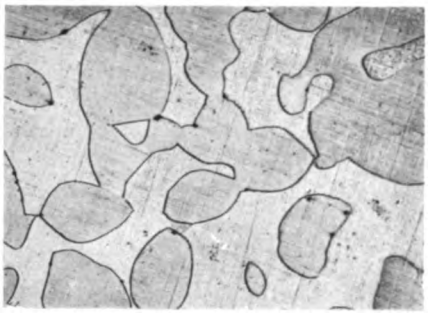


Abb. 44. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 60,68% Cu, 0,12% Pb. 3 Tage bei 600° geglüht und abgeschreckt. $v = 100$.

Abb. 45 Cu-Zn-Pb-Legierung mit 60,64% Cu, 0,57% Pb. 55 Min. bei 820° geglüht und abgeschreckt. $v = 100$.

gehalt zu. In den geglühten Legierungen dieses Schnittes lassen sich Bleigehalte von 0,12% noch sehr gut erkennen (Abb. 44).

Eigenartig ist die in Abb. 45 dargestellte, zuerst von F. Ostermann[1,2] beobachtete Gefügeausbildung in einer Legierung mit 60,64% Cu, 0,57% Pb, die bei 820° (also im Zustandsraum $(\beta + S_{Pb})$ abgeschreckt war (vgl. Abb. 17). Ein Teil der β-Mischkristalle hat sich während des Abschreckens direkt in die α-Kristallart umgewandelt, die an ihren charakteristischen Ätzeigenschaften und der starken Zwillingsbildung als solche zu erkennen ist. Eine Deutung dieser spontanen „Um-

[1] Persönliche Mitteilung.

[2] F. Ostermann: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 186—188. 1928.

Digitized by Google

wandlung“ ist mit Hilfe der nach dem Gleichgewichtsschaubild zu erwartenden Phasenänderungen unmöglich.

Das Gefüge der Legierungen des Schnittes *d* mit konstantem Kupfergehalt von 58% (Abb. 18) wird durch

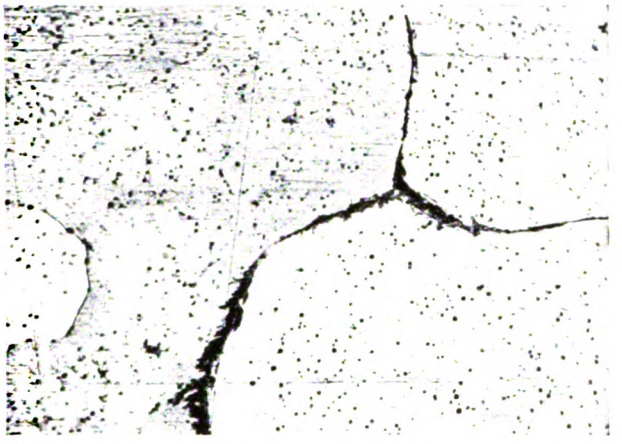


Abb. 46. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 58,06% Cu, 2,26% Pb. 2 St. bei 800° geglüht, in 50 Min. auf 760° abgekühlt, 35 Min. konstant gehalten und in Eiswasser abgeschreckt. $v = 100$.

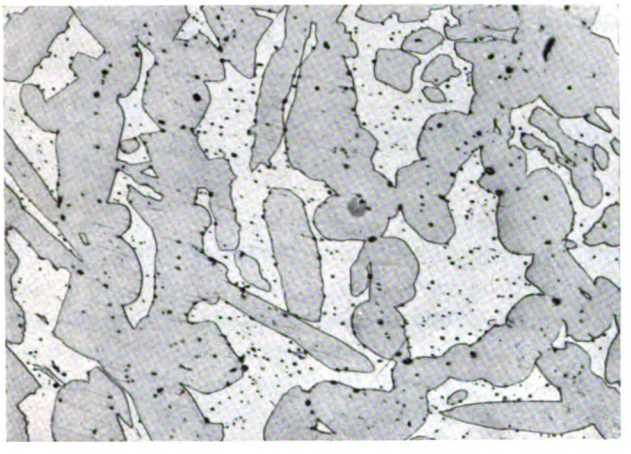


Abb. 48. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 58,05% Cu, 1,65% Pb. Wie Abb. 35. $v = 100$.

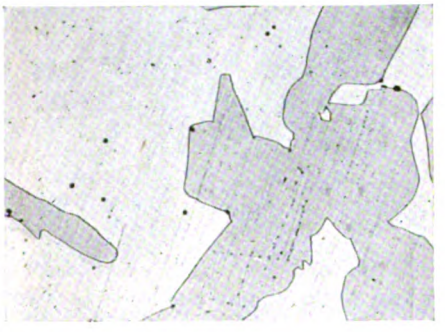


Abb. 50. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 57,82% Cu, 0,11% Pb. Wie Abb. 35. $v = 200$.

die Abb. 46 bis 50 veranschaulicht, und zwar entsprechen die Legierungen der Abb. 46 bis 48 ihrer Zusammensetzung nach der genormten Legierung Ms 58 (Schraubenmessing)[1]. An Hand des Schnittdiagramms erklären sich diese Gefügebilder von selbst. Die Menge der Bleiteilchen nimmt mit abnehmendem Bleigehalt deutlich ab (Abb. 49). Ein Bleigehalt von 0,11% ist auch in diesen Legierungen nach dem Glühen einwandfrei zu erkennen (Abb. 50).

Das Gefüge der Legierungen der Schnitte *e* und *f* bietet gegenüber den bereits besprochenen nichts wesentlich Neues. Die in Abb. 32 dargestellte Aufteilung der unregelmäßig gestalteten β-Körner des Gußgefüges geht durch Glühen verloren, und es bildet sich ein aus regelmäßig begrenzten β-Kristalliten bestehendes Gefüge (Abb. 51).

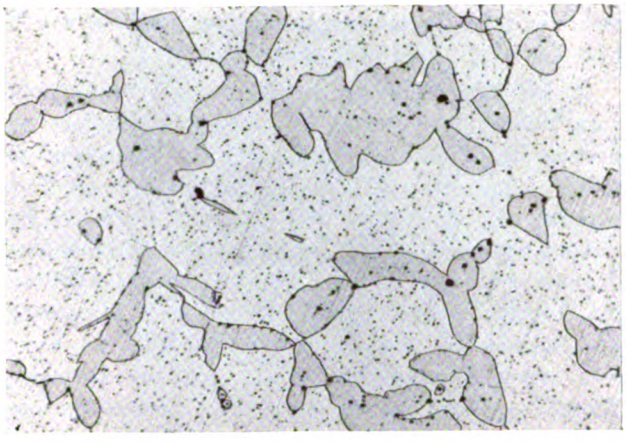


Abb. 47. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 58,06% Cu, 2,26% Pb. 2 St. bei 740° geglüht, in 70 Min. auf 680° abgekühlt, 10 Min. konstant gehalten und in Kältemischung von −6° abgeschreckt. $v = 100$.

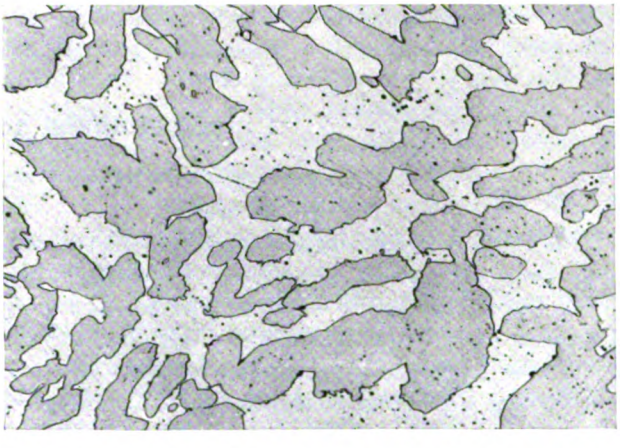


Abb. 49. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 57,88% Cu, 0,49% Pb. Wie Abb. 35. $v = 100$.

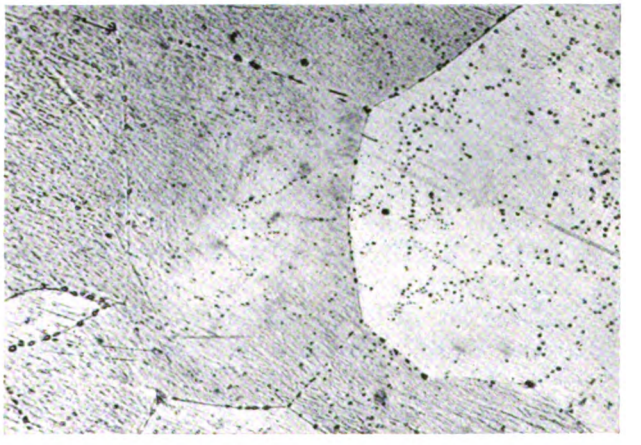


Abb. 51. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 54,18% Cu, 1,95% Pb. 17 St. bei etwa 600° geglüht, in 4 St. auf 520° abgekühlt und abgeschreckt. $v = 200$.

[1] Das Gußgefüge dieser Legierung zeigt Abb. 34.

Digitized by Google

4. Zusammenfassung des experimentellen Teiles.

1. Das ternäre System Blei-Zink-Kupfer wurde im Bereich von 100 bis 52% Cu und 0 bis 2,5% Pb mit Hilfe thermischer und mikroskopischer Untersuchungen eines Schnittes für konstanten Bleigehalt von 2% und mehrerer Schnitte für konstante Kupfergehalte von 80 bzw. 64, 61, 58 und 54% ausgearbeitet.

2. Die Erstarrung der ternären Legierungen erfolgt vornehmlich analog den Erstarrungsverhältnissen im System Blei-Kupfer. Die kupferreichen Schmelzen mit Gehalten über etwa 67% Cu entmischen sich bei Temperaturen zwischen 954° und etwa 890° nach der Beziehung $\text{Schmelze}_{Cu} \rightarrow \alpha + \text{Schmelze}_{Pb}$. Die Entmischung der unter Primärkristallisation von β erstarrenden Schmelzen beginnt wenige Grad unterhalb der Temperatur des Beginns der Erstarrung und verläuft in einem sehr engen Temperaturintervall nach der Gleichung $\text{Schmelze}_{Cu} \rightarrow \beta + \text{Schmelze}_{Pb}$. In dem Konzentrationsgebiet der peritektischen Reaktion $\alpha + \text{Schmelze} \rightleftarrows \beta$ tritt eine Vereinigung der beiden Dreiphasengleichgewichte

$\alpha + \text{Schmelze} \rightleftarrows \beta$ (bei 905° im Cu-Zn-System)

und

$\text{Schmelze}_{Cu} \rightleftarrows \alpha + \text{Schmelze}_{Pb}$ (bei 954° im Cu-Pb-System)

zu dem Vierphasengleichgewicht $\alpha + \text{Schmelze}_{Cu} \rightleftarrows \beta + \text{Schmelze}_{Pb}$ bei 886° ein. Das Ende der Erstarrung liegt in allen Legierungen bei etwa 326°.

3. Der Aufbau der Legierungen nach beendeter Entmischung wird bedingt durch die „praktische" Unlöslichkeit des flüssigen und festen Bleis in den α- und β-Kristallen. 0,1% Pb sind in allen Legierungen nach dem Glühen bei verschiedenen Temperaturen und langsamem Erkalten auf Raumtemperatur zu erkennen. Dieser Gehalt liegt an der Grenze des mikroskopisch mit Sicherheit Nachweisbaren.

4. Unter der Voraussetzung eines gleichen Kupfergehaltes der binären und ternären Legierungen werden die $\alpha(\alpha + \beta)$- und $\beta(\alpha + \beta)$-Grenzkurven des Kupfer-Zink-Systems durch Bleizusatz zu höheren Temperaturen verschoben, dagegen haben die binären und ternären Legierungen mit gleichem Verhältnis des Kupfergehaltes zum Zinkgehalt dieselben Grenztemperaturen. Die isothermen Grenzkurven sind gerade Linien, die durch den Zustandspunkt des Bleis gehen.

Untersuchungen an Kupfer und Messing.

Von **O. Bauer**, Frhrn. **v. Göler** und **G. Sachs**[1].

Die Festigkeitseigenschaften von Kupfer und Messing sind trotz der großen technischen Bedeutung dieser Stoffe nur unvollkommen bekannt. Die Angaben in der Literatur über Zugfestigkeit und Dehnung der verschiedenen Legierungen gehen weit auseinander[2], nicht nur für den gegossenen, sondern auch für den verarbeiteten und ausgeglühten Zustand.

Es liegt nahe, zur Erklärung dieser Unterschiede die bekannte Tatsache heranzuziehen, daß sowohl im kaltverformten als auch im geglühten Werkstoff die Kristalle je nach der Vorbehandlung in verschiedener Weise gelagert sein können. Im ersten Teil der vorliegenden Untersuchung wird daher untersucht, wie weit die Zugfestigkeit und Dehnung gewalzter und geglühter Bleche von der Lage des Probestabes im Bleche abhängig sein können.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Kerbzähigkeit der Messinge. Diese Eigenschaft, die für die Abnahmeprüfung von Stahl eine erhebliche Bedeutung erlangt hat, ist für Nichteisenmetalle bisher kaum untersucht worden. Besonders auch über Kupfer und Messing liegen bisher nur wenige systematische Versuche vor[1].

Die vorliegenden Versuche sind größtenteils an handelsüblichem Material durchgeführt, das in Form 8 mm starker, hart gewalzter Bleche vorlag[2]. Ihre Zusammensetzung[3] zeigt Zahlentafel 1.

Zahlentafel 1.
Zusammensetzung der Proben in Gew.-%.

Werkstoff	Cu	Zn	Pb	Fe	
E—Cu	99,93	—	—	0,016	
Ms 98	98,12	1,63	—	0,29	kein Ni und Sn
Ms 90	90,81	9,19	—	0,08	
Ms 85	84,42	15,65	—	0,07	
Ms 72	71,66	28,40	—	0,07	
Ms 63	63,88	35,72	0,38	0,07	
Ms 60	60,17	39,37	0,47	0,07	

Ms 98 und einige andere zinkarme Legierungen wurden aus Kupfer und reinem Zink (Zink I von Kahlbaum) erschmolzen.

[1] Original: Z. f. Metallkunde Bd. 20, S. 202—208. 1928.

[2] Vgl. z. B. G. Charpy: Bull. Soc. Enc. Bd. 98, I, S. 191 bis 221. 1899; Thurston: Treatise on brasses, bronzes and other alloys. New York 1893. S. 366; Grard: Rev. Mét. Bd. 6, S. 1069—1113. 1909; Metallurgie Bd. 7, S. 651—658. 1910; Lohr: J. Phys. Chemistry Bd. 17, S. 1. 1913; F. Johnson: J. Inst. of Metals Bd. 20, II, S. 233—242. 1918; F. Körber und J. H. Wieland: Mitt. Eisenforsch. Bd. 3, 1, S. 57 bis 87. 1921; F. Körber und W. Rohland: Mitt. Eisenforsch. Bd. 5, S. 55—68. 1924; K. Hanser: Z. Metallkunde Bd. 18, S. 247—255. 1926.

[1] Vgl. W. Baucke: Int. Z. f. Metallographie Bd. 4, S. 155 bis 166. 1913; D. Bunting: J. Inst. of Metals Bd. 31, I, S. 47—74. 1924; Bd. 33, I, S. 97—107. 1925; F. Körber und J. H. Wieland: A. a. O.; F. Sauerwald und H. Wieland: Z. Metallkunde Bd. 17, S. 358—364. 1925; K. Hanser: A. a. O.

[2] Dem Kabelwerk Oberspree der AEG. sind wir für die Überlassung des Materials zu Dank verpflichtet.

[3] Die Analysen wurden freundlicherweise von Herrn Prof. E. Deiß übernommen.

Digitized by Google

Festigkeitseigenschaften und Gefüge.

Walzblech.

Aus älteren Untersuchungen[1] her ist bekannt, daß in gewalztem Kupfer- und Messingblech Querproben eine höhere Festigkeit als Längsproben aufweisen. Wie Abb. 1 zeigt, trifft dies wohl für alle untersuchten technischen

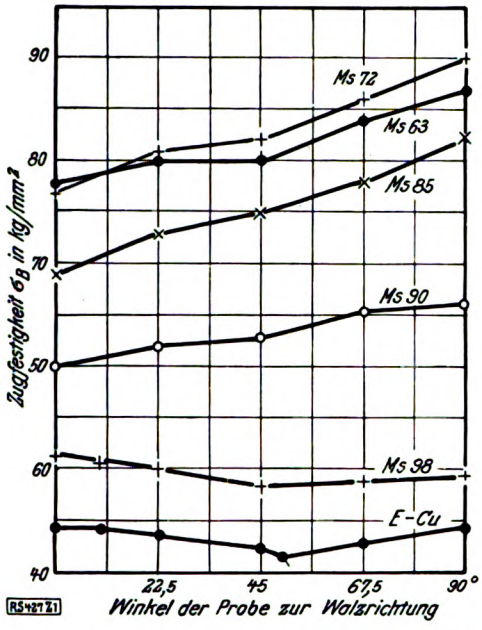


Abb. 1. Einfluß der Probenlage auf die Zugfestigkeit von hartgewalztem (4 mm auf 0,3 mm = 92%) Kupfer und Messingblech.

Messingsorten zu (Ms 60 ist nicht mit aufgenommen, da die Ergebnisse wohl infolge des heterogenen Aufbaues sehr ungleichmäßig waren), nicht aber für Kupfer und eine Legierung mit 1,8% Zn[2]. Bei Kupfer wurde die

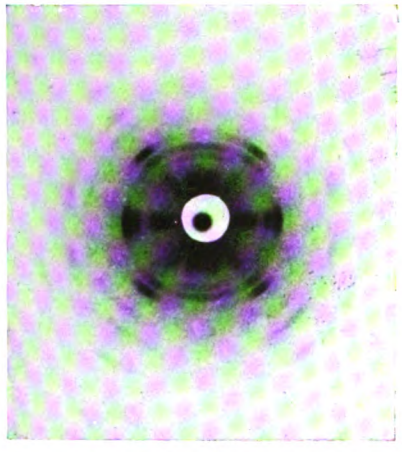


Abb. 2. Röntgenaufnahme von gewalztem Kupferblech, senkrecht zur Walzrichtung (4 mm auf 0,05 mm = 98,8%).

Zugfestigkeit — in zwei unabhängigen Versuchsreihen übereinstimmend — in der Quer- und Längsrichtung gleich groß, unter 45° um 5% kleiner festgestellt. Auch Müller[1] findet in seinen Untersuchungen für das stärkst gewalzte Kupfer einen ähnlichen Verlauf.

Dabei sehen die Röntgenaufnahmen von gewalztem Kupfer, Abb. 2, und von α-Messing, Abb. 3, sehr ähnlich aus. Sie fügen sich im wesentlichen in die Walztextur

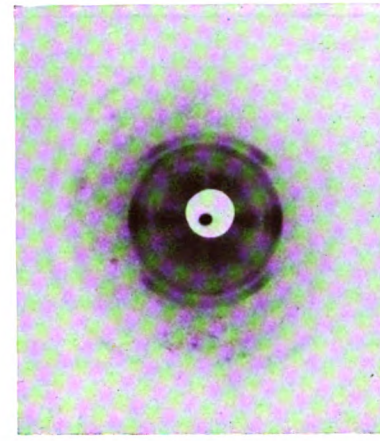


Abb. 3. Röntgenaufnahme von gewalztem Messingblech aus Ms 85.

ein, die für alle regulär-flächenzentrierten Metalle (Kupfer, Messing, Aluminium, Silber usw.) als gültig festgestellt ist[2]. Allerdings sind geringe Unterschiede bei schärferem Vergleich nicht zu verkennen[3]; doch steht ihre Deutung noch aus. Die vorliegenden Aufnahmen gehören zu sehr weitgehend gewalzten Blechen (rd. 99%). Bei den zu Festigkeitsversuchen verwendeten Blechen war die Gleichrichtung der Kristalle im Röntgenbild nur andeutungsweise zu erkennen.

Bei Ms 60 war eine Gleichrichtung der Kristalle dem Röntgenbild nach kaum vorhanden.

Die Richtungsabhängigkeit der Festigkeitseigenschaften äußert sich beim gewalzten Blech auch in der Bruchausbildung. Die dünnen harten Bleche reißen in der

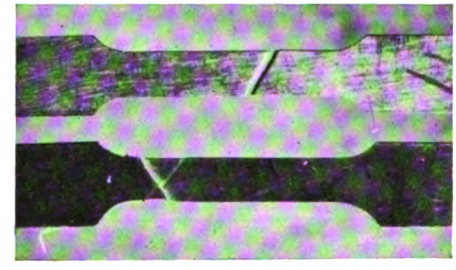


Abb. 4. Zerrissene Probestäbe von hartgewalztem Messing.

Regel entsprechend Abb. 4 mit einer schrägen Einschnürung ab. Dabei ist der Winkel zur Stabachse, wie Abb. 5 zeigt, gesetzmäßig von der Probenlage abhängig. Wie diese eigentümliche Erscheinung zustande kommt, bedarf noch der Aufklärung.

[1] W. Müller: Forsch.-Arb. V. d. I. Heft 211, S. 48—64. 1918; F. Körber und J. H. Wieland: A. a. O.

[2] Von den Blechen wurden runde Scheiben ausgeschnitten, bei 600° ½ St. geglüht, in verschiedenen Richtungen auf 4 mm gewalzt, wieder ½ St. bei 500° geglüht und dann in einer Richtung auf 0,3 mm für die Festigkeitsversuche und 0,05 mm für die Röntgenaufnahmen herabgewalzt.

[1] A. a. O.

[2] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 873—888. 1927; F. Wever und W. Schmidt, Mitt. Eisenforsch. Bd. 9, S. 265—272. 1927; Z. techn. Phys. Bd. 8, S. 398 bis 400. 1927.

[3] R. Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen, Berlin 1927, S. 329.

Digitized by Google

Geglühtes Blech.

Bei geglühtem Kupferblech können nach neueren Untersuchungen starke Unterschiede in den Dehnungswerten festgestellt werden, je nach der Lage des Probestabes im Blech[1].

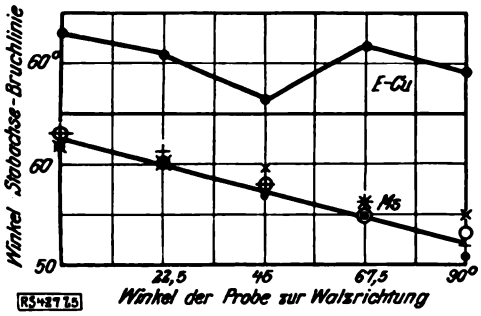


Abb. 5. Bruchwinkel von Proben aus Kupfer- und Messingblech in verschiedener Probenlage zur Walzrichtung.

Wie Abb. 6 zeigt, besaßen im vorliegenden Fall die unter 45° zur Walzrichtung entnommenen Proben 76% Dehnung, gegenüber 20% übereinstimmend in der Längs- und Querrichtung. Solche Bleche sind für die Technik von geringem Wert, da sie sich beim Tiefziehen verziehen und gegenüber anderen Blechen ohne solche Richtungsunterschiede geringe Tiefungswerte aufweisen[2]. Auch traten bei der Entnahme der Proben unter 45° und noch stärker unter 22,5 und 67,5° streifige Aufrauhungen der Oberfläche ein[3]. Beim Tiefungsversuch konnten entsprechende Fließfiguren beobachtet werden, die die Oberfläche unansehnlich machten.

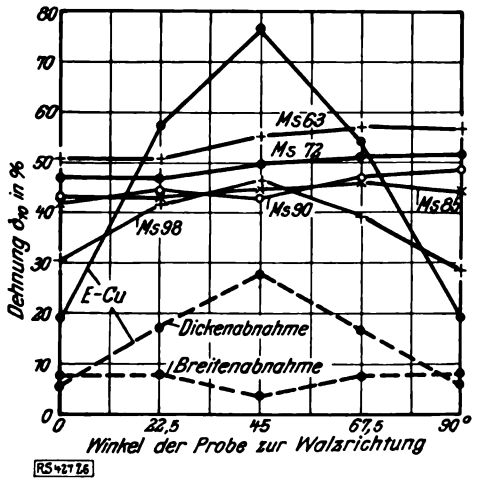


Abb. 6. Einfluß des Probewinkels zur Walzrichtung auf die Dehnung von geglühtem (500°, ½ St.) Kupfer- und Messingblech.

Bei geglühtem Messingblech ist die Richtungsabhängigkeit der Festigkeit und Dehnung nach Abb. 6 und 7 ganz andersartig. Die Festigkeit nimmt von der Walz- zur Querrichtung ab, die Dehnung zu.

Die Cu-Legierung mit 1,8% Zn bildet wieder einen Übergang vom Kupfer zu den Messingen, besonders auch bezüglich der Dehnung.

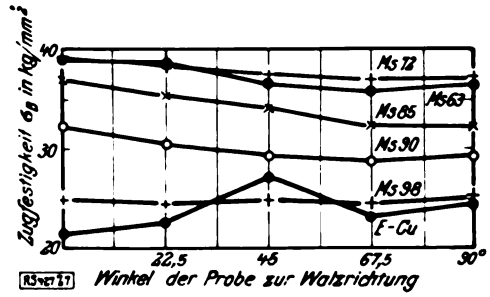


Abb. 7. Einfluß des Probewinkels zur Walzrichtung auf die Zugfestigkeit von geglühtem (500°, ½ St.) Kupfer- und Messingblech.

Diesen Unterschieden in den Festigkeitseigenschaften entsprechend sehen auch die Röntgenaufnahmen von Kupfer und Messing nach Abb. 8 und 9 verschieden aus. Bei Kupfer liegen die Kristalle mit einer Würfelfläche ihrer Gitterwürfel in der Walzebene[1], bei Messing[2] — ähnlich wie bei Silber — in einer verwickelten, bisher noch nicht ganz geklärten Anordnung. Diese ist recht

Abb. 8. Röntgenaufnahme von geglühtem Kupferblech (500°, ½ St.).

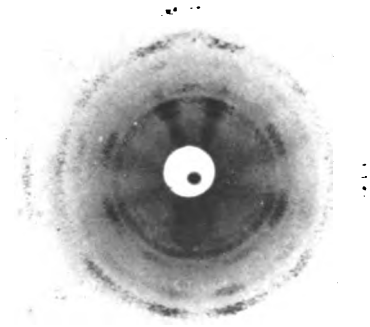


Abb. 9. Röntgenaufnahme von geglühtem Messingblech, Ms 85 (500°, ½ St.).

[1] W. Köster: Z. Metallkunde Bd. 18, S. 112—116. 1926; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 889—906. 1927.

[2] Frhr. v. Göler und G. Sachs: A. a. O.; vgl. auch K. Kaiser: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 435—439. 1927.

[3] Auf diese Erscheinung wurden wir zuerst von Herrn Dr. W. Köster aufmerksam gemacht.

[1] W. Köster: A. a. O.; G. Tammann und H. H. Meyer: Z. Metallkunde Bd. 18, S. 176—181. 1926; R. Glocker und H. Widmann: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 41—43. 1927; Frhr. v. Göler und G. Sachs: A. a. O.; H. Widmann: Z. Phys. Bd. 45, S. 200—224. 1927.

[2] R. Glocker: Materialprüfung, S. 337; A. Baß: Dissertation, T. H. Stuttgart 1926.

Digitized by Google

ausgesprochen und nach unseren Versuchen für alle technischen α-Messinge gleich, unterscheidet sich aber, wie einige vorläufige Drehaufnahmen um die Walzrichtung, Abb. 10 und 11, gezeigt haben, nur wenig von der Kristallanordnung im gewalzten Blech. Zink-Kupfer-

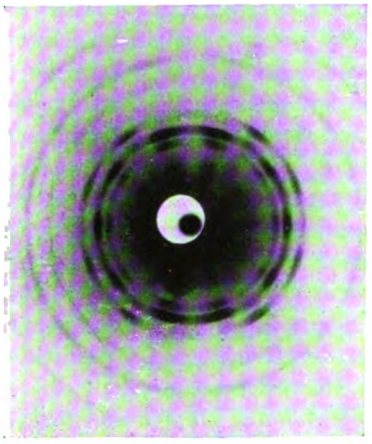


Abb. 10. Röntgendrehaufnahme von gewalztem Messingblech Ms 85 (4 mm auf ×0,05 mm = 98,8%).

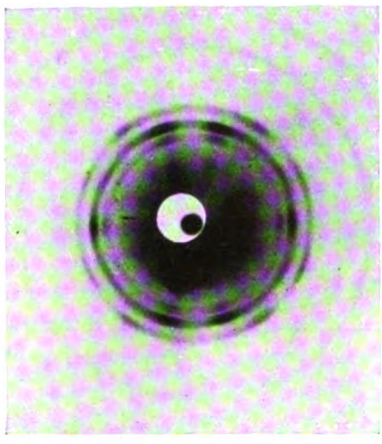


Abb. 11. Röntgendrehaufnahme von geglühtem Messingblech Ms 85 (gegl. 500°, ½ St.).

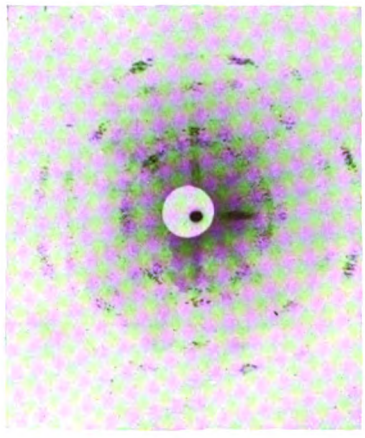


Abb. 12. Röntgendrehaufnahme eines geglühten Bleches einer Legierung mit 1,8% Zn und Rest Cu (gegl. 500°, ½ St.).

legierungen mit geringem Zinkgehalt (1,8%) lassen, wie nach den Festigkeitseigenschaften zu erwarten, Übergänge zwischen der Kristallanordnung des Kupfers und der Messinge erkennen[1]. Oder sie zeigen vielmehr, wie z. B. in Abb. 12, sowohl die Anordnung des Kupfers, Abb. 8, als auch die der Messinge, Abb. 9.

Blech und Einzelkristall.

Die Festigkeitsverhältnisse beim geglühten Kupferblech stehen in guter Übereinstimmung mit den Eigenschaften entsprechend gelegener Kristalle. Bei Aluminium sind diese genauer untersucht[2], und da Kupfer das gleiche Gitter hat, dürften die Verhältniswerte auch für Kupfer annähernd zutreffen[3]. Unter 45° liegt eine Flächendiagonale der Gitterwürfel in der Längsrichtung der Probestäbe; und derart gelegene Kristalle von Aluminium zeigen Dehnungen bis 90%. In der Würfelkante dagegen, die der Walz- und Querrichtung entspricht, sind bei Kristallen nur Dehnungen um 30% beobachtet. In weitgehender Anlehnung an das Verhalten einzelner Kristalle läßt sich sogar, wie Abb. 6 zeigt, feststellen, daß bei den unter 45° gelegenen Proben die Querschnittsänderung sich hauptsächlich auf die Dickenabmessung erstreckt, die Breite des Stäbchens also bei der Dehnung fast erhalten bleibt.

Auch beim harten Kupferblech läßt sich die Richtungsabhängigkeit der Zugfestigkeit aus den Eigenschaften entsprechend gelegener Kristallgruppen ableiten. Danach war ein Höchstwert der Zugfestigkeit unter 10° zur Walzrichtung, ein Mindestwert unter 50° zu erwarten, was, wie Abb. 1 zeigt, durch den Versuch bestätigt werden konnte.

Wie weit die Festigkeitseigenschaften der gewalzten und geglühten Messinge sich aus der Anordnung der Kristalle erklären, bedarf noch einer genaueren Untersuchung. Der verhältnismäßig geringe Effekt könnte zum Teil auch durch die Streckung der Kristalle und der Verunreinigungen verursacht sein.

Kerbschlagversuche mit kaltgequetschten und wieder angelassenen Probestäben.

Wird ein Metall oder eine Legierung kalt gereckt oder gequetscht, so sinkt die Kerbzähigkeit, der Werkstoff wird spröde.

Beim Eisen stellt sich der Höchstwert der Sprödigkeit nicht unmittelbar nach erfolgter Kaltreckung ein, sondern erst nach einer gewissen Zeit; das Material „altert". Die Alterungsgrenze (der Höchstwert der Sprödigkeit) wird bei gewöhnlicher Temperatur je nach Art des Eisens etwa nach einem Jahr oder nach noch längerer Zeit erreicht, wesentlich schneller (in 1 bis 2 St.) durch Anlassen bei niedrigen Wärmegraden (200 bis 300°). Abb. 13 zeigt schematisch den Einfluß des Kaltquetschens und des Anlassens bei steigenden Temperaturen auf die Kerbzähigkeit gewöhnlichen Flußeisens. Es war von Interesse, festzustellen, ob Kupfer und Zink-Kupfer-Legierungen (Tombak, Messing) ähnliche Alterungserscheinungen zeigen wie Eisen. Hierzu wurden den angelieferten Blechen von 8 mm Dicke Stäbchen von 12×100 mm entnommen, bei 600° 2 St. geglüht, ihr Mittelteil von 12 auf

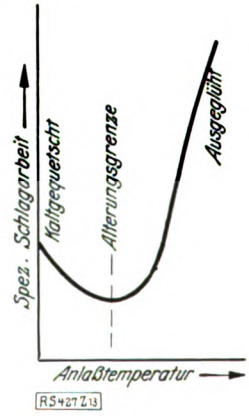


Abb. 13. Einfluß des Kaltquetschens und Wiede anlassens auf die Kerbzähigkeit von Eisen.

[1] Eine Legierung mit 2,8% Zn zeigte noch Andeutungen der Kupferanordnung nach sehr starkem Herabwalzen.

[2] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 139. 1927; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. techn. Phys. Bd. 8, S. 586—595. 1927; G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 71, S. 577 bis 584. 1927.

[3] Den vorliegenden Versuchen annähernd entsprechende Verhältniswerte ergeben sich auch schon aus den Versuchen von J. Czochralski: Z. Metallkunde Bd. 15, S. 7—16. 1923 an kleinen Kupferkristallen.

Digitized by Google

10 mm = 17% gestaucht und Proben 8×10×100 mm mit einem Rundkerb von 2 mm Dmr. hergestellt[1].

Die Kerbzähigkeiten[2] der bei verschiedenen Temperaturen angelassenen bzw. geglühten Stoffe (je 3 Proben 2 St. geglüht und langsam abgekühlt) sind in Abb. 14 zusammengestellt. In den Kurven kommt der Einfluß der

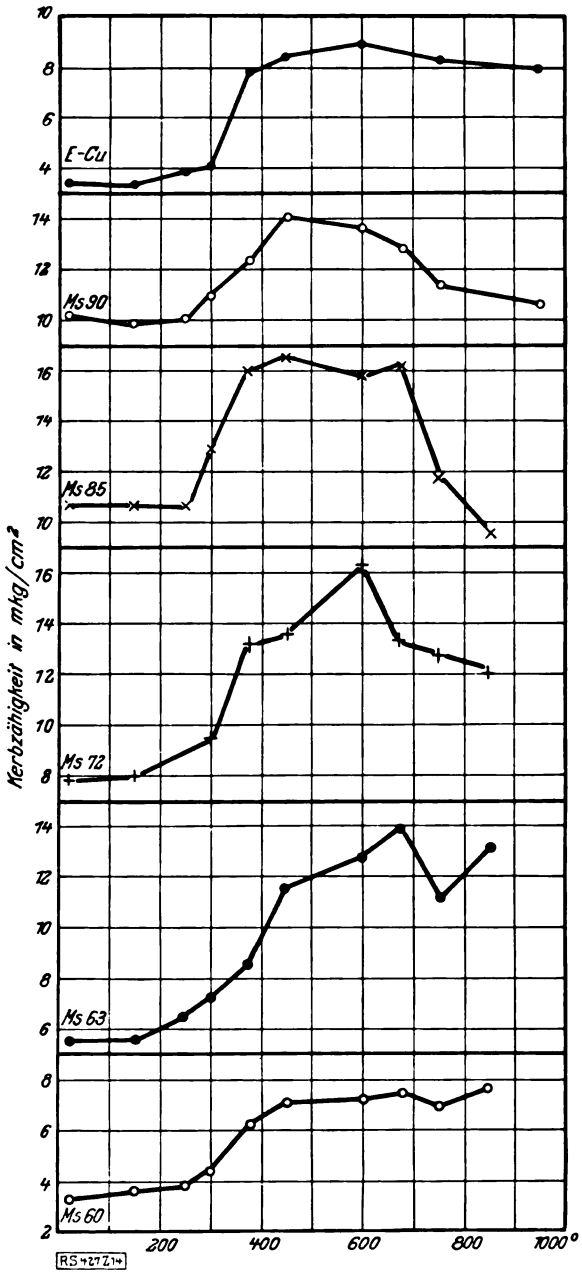


Abb. 14. Kerbzähigkeit von Kupfer und Messing, kaltverformt und bei verschiedenen Temperaturen, je 2 St. geglüht.

Glühtemperatur im großen ganzen gut zum Ausdruck. Ein anfänglicher Abfall der Kerbzähigkeit (wie beim Eisen) tritt nicht, oder beim Kupfer und Ms 90 nur kaum erkennbar ein. Schon von 200° Anlaßhitze ab macht sich die Glühwirkung in einer deutlichen Steigerung der Kerbzähigkeit bemerkbar. Kupfer und Zink-Kupfer-Legierungen (Tombak und Messing) verhalten sich hiernach grundsätzlich verschieden wie Eisen.

Die höchsten Kerbzähigkeiten werden durchweg bei Glühtemperaturen zwischen 450° und 600° erreicht. Diese Temperaturen dürften etwa auch den Verhältnissen in der Praxis entsprechen. Höhere Gittertemperaturen haben bei einigen Messingen einen Abfall der Kerbzähigkeit zur Folge, sind also in der Praxis möglichst zu vermeiden. In der Aufdeckung dieser Tatsache liegt ein gewisser Vorteil der Kerbschlagprobe, da andere Festigkeitseigenschaften diesen Zähigkeitsabfall nicht so deutlich anzeigen.

Der eigenartige Kurvenverlauf bei Ms 63 dürfte mit den Zustandsänderungen bei Temperaturerhöhung (Ausscheidung einer neuen Kristallart) zusammenhängen[1].

Sehr deutlich kommt die mit wachsender Glühtemperatur eintretende Steigerung des Formänderungsvermögens im Aussehen der Brüche zum Ausdruck, von denen einige in Abb. 15 wiedergegeben sind. Die kaltverformten Proben brechen bei Kupfer und den zinkreichen Legierungen ganz durch, bei den übrigen tief ein. Mit zunehmender Glühtemperatur wird der Einriß kleiner und verschwindet ab 450° bei den kupferreichsten Messingen (Ms 90, Ms 85 und Ms 72) ganz. Beim verhältnismäßig spröden Ms 60, das aus zwei Kristallarten ($\alpha + \beta$) besteht, ist die Zähigkeitssteigerung nur an der zunehmenden Verzerrung des Bruchquerschnittes zu erkennen.

Beim Kerbschlagversuch ist an der Verformung hauptsächlich der Werkstoff in der Nähe des Kerbs beteiligt. Das Volumen dieses fließenden Bereichs steht aber keineswegs in einer einfachen Beziehung zur Kerbzähigkeit[2], wie es Moser[3] für Stahl annimmt. Wie aus Abb. 16 ersichtlich ist, erstreckt sich bei kaltverformten (und bei nicht zu hoch geglühten) Proben der Fließbereich einseitig vom Kerb nach der Druckseite hin und bildet einen schmetterlingsförmigen Bereich. Dabei ist dieser beim geglühten Werkstoff merklich größer als beim ungeglühten. Ein sehr ausgedehnter Fließbereich bildet sich bei den hochgeglühten (ab 675°) und dabei grobkörnig gewordenen Proben aus. Dies führt zu einer Verkrümmung der Kerbschlagproben an der Bruchstelle, wodurch der Kerb auch, wie Abb. 15 zeigt, verhältnismäßig wenig aufgebogen wird. Die Ursache hierfür dürfte in der niedrigen Streckgrenze des grobkörnigen Werkstoffes liegen.

Die in Abb. 14 mitgeteilten Werte der Kerbzähigkeiten können keine allgemeine Geltung beanspruchen. Zunächst ist ein erheblicher Teil der Proben gar nicht durchgeschlagen, so daß die Zähigkeit des Werkstoffes nicht erschöpft ist. Dieser Umstand dürfte aber — wenigstens für Vergleichszwecke — von geringerer Bedeutung sein. Ferner zeigte es sich bei den Versuchen, daß auch die Sorgfalt des Glühens (Schutz vor Oxydation) die Werte nicht unerheblich beeinflußt. Vor allem aber ergaben Stichversuche, daß bei einigen Stoffen, be-

[1] Vgl. O. Bauer: Mitt. Materialpr.-Amt Bd. 35, S. 194. 1917, ferner O. Bauer: Mitt. d. Vereinig. d. Großkesselbesitzer Nr. 15, S. 7. 1927.

[2] Zu den Versuchen diente ein Kerbschlaghammer für 10 mkg Schlagarbeit der Firma L. Schopper, Leipzig.

[1] F. Ostermann: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 349—351. 1927.

[2] Vgl. F. Sauerwald und H. Wieland: A. a. O.

[3] M. Moser: Krupp Monatsh. Bd. 2, S. 1—16. 1921; Bd. 4, S. 48—58. 1924.

Digitized by Google

sonders Kupfer, die Kerbzähigkeit der Proben trotz der Zwischenbehandlung von ihrer ursprünglichen Lage im Blech stark abhing. Bei kaltverformtem Kupfer und Ms 90 sowie geglühtem Kupfer wurden bei anderer Entnahme der Proben bis zu 40% kleinere Werte festgestellt; in den anderen Fällen ging der Einfluß nicht über 15% hinaus. Bei gelegentlichen Untersuchungen an Messingproben, die als einheitlich bezeichnet waren, konnten sogar Werte im Verhältnis 1 : 3 beobachtet werden. An eine Aufstellung von Richtungswerten für die Kerbzähigkeit von Kupfer und Messing kann also vorläufig nicht gedacht werden.

Abhängigkeit der Festigkeitseigenschaften vom Zinkgehalt.

Zugfestigkeit und Dehnung von Zink-Kupfer-Legierungen sind entsprechend Abb. 17 und 18 am höchsten bei Legierungen mit etwa 70% Cu und nehmen sowohl zum Kupfer als auch zunächst zu den zinkreicheren Legierungen hin ab. Die Höchstwerte der Kerbzähigkeit sind dagegen nach Abb. 19 zu kupferreicheren Legierungen hin verschoben. Es sind dies solche Legierungen, deren hohes Formänderungsvermögen auch in einer besonders starken Einschnürung beim Zugversuch zum Ausdruck kommt.

In den Kerbschlagwerten, Abb. 19, fällt das Kupfer seiner sehr geringen Werte wegen auf. Die Ursache hierfür dürfte besonders in der Verringerung des Formänderungsvermögens durch den Sauerstoffgehalt zu suchen sein. Gewöhnliches ungeschmolzenes Elektrolytkupfer hat bei Zugversuchen in der Regel eine Einschnürung nicht über 70%, während sauerstoffreies Elektrolytkupfer (Elmore-Kupfer) Werte über 90% aufweist. Von der Einschnürung und der Festigkeit oder Härte hängt aber im wesentlichen auch die Kerbzähigkeit ab[1].

Einfluß der Wärmebehandlung.

Die handelsüblichen Messinge mit 60 und 58 Gew.-% Cu bestehen, wie Abb. 20 zeigt, aus zwei Kristallarten; und zwar sind Platten von kupferreichem α in der β-Grundmasse eingelagert. Mit wachsender Temperatur nimmt nun, dem Zustandsschaubild entsprechend,

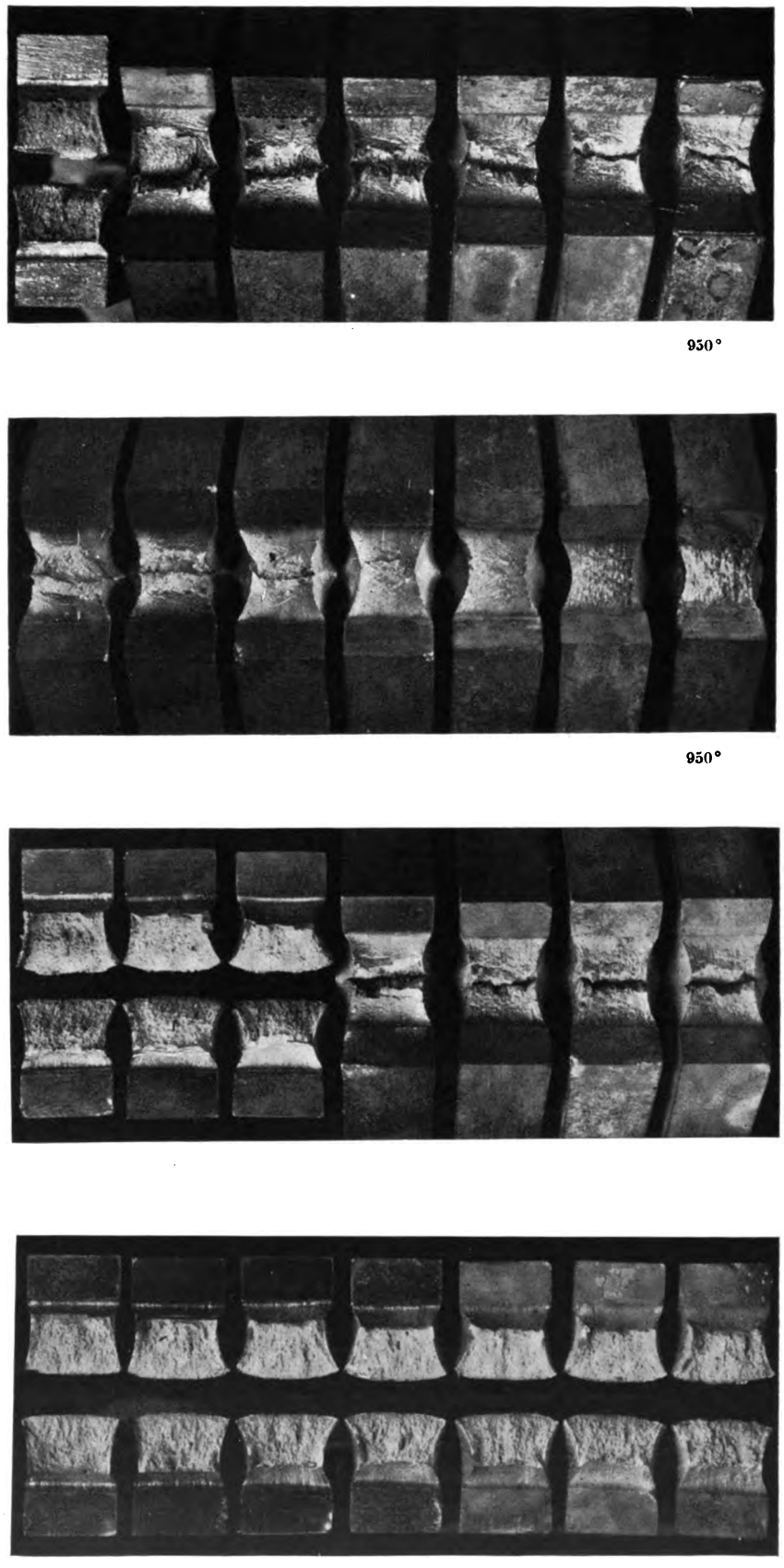
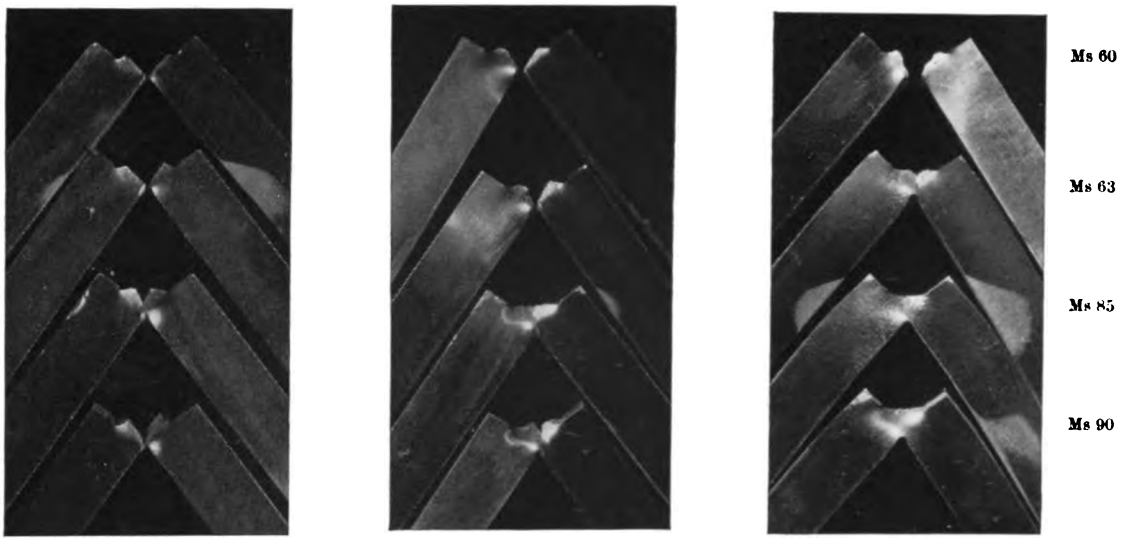


Abb. 15a. Abb. 15b. Abb. 15c. Abb. 15d. } Kerbschlagproben von verschieden behandeltem { E – Cu, Ms 85, Ms 63, Ms 60.

[1] Vgl. K. Hanser: A. a. O.

Digitized by Google

die Menge des α-Bestandteils allmählich ab und verschwindet schließlich vollständig. Das Abschrecken von den entsprechenden Temperaturen ist, wie Abb. 21 bis 23 zeigen, imstande, diesen bei Raumtemperatur instabilen Zustand ganz oder teilweise aufrecht zu erhalten. Eine solche Zustandsänderung bietet aber ganz allgemein die Möglichkeit, die Festigkeitseigenschaften der betreffenden Legierungen in weiten Grenzen zu verändern. Die bekanntesten Beispiele sind die Stähle und Aluminiumlegierungen; und auch von den heterogenen Messingen ist diese Eigenschaft bekannt[1], hat aber bisher nur geringe praktische Bedeutung erlangt. Wie Abb. 24 zeigt, können z. B. durch Abschrecken von verschiedenen Temperaturen die Eigenschaften von Muntzmetall (Ms 60) erheblich geändert werden. Die stärkste Wirkung tritt ähnlich wie bei Stahl dann ein, wenn die Temperatur gerade ausreicht, um die α-Kristalle völlig in den β-Kristallen aufgehen zu lassen. Und zwar zeigt es sich, daß eine Erhöhung der Härte durch Abschrecken eine Verminderung der Kerbzähigkeit und damit des Formänderungsvermögens zur Folge hat. Durch schroffes Abschrecken und nachträgliches Anlassen können die Eigenschaften in noch erheblich weiteren Grenzen verändert werden.



gestaucht 17% | 375° geglüht | 750° geglüht

Abb. 16a bis c. Kerbschlagproben von Kupfer und Messing.

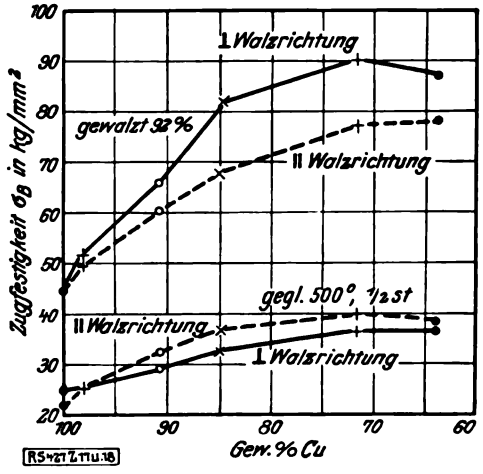


Abb. 17. Zugfestigkeit von Kupfer- und Messingblech.

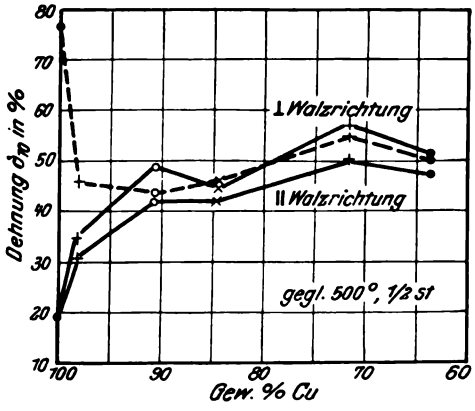


Abb. 18. Dehnung von Kupfer- und Messingblech.

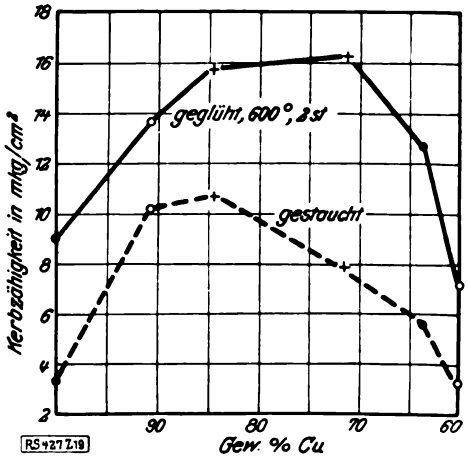
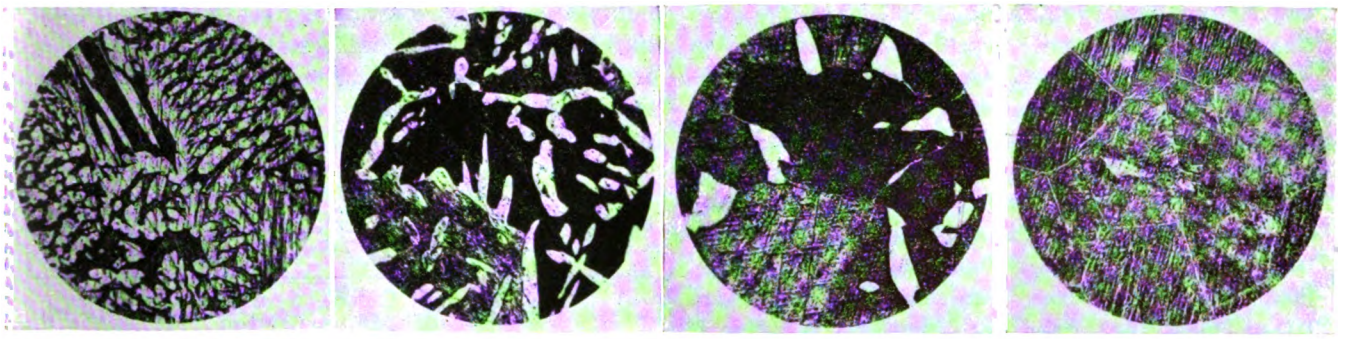


Abb. 19. Kerbzähigkeit von Kupfer- und Messingblech (Probenform: 8 × 10 × 100, 2 mm Kerb-Dmr.).

Die bei der Wärmebehandlung eintretenden Gefügeänderungen haben unter anderem auch eine Veränderung

[1] V. O. Homerberg und D. N. Shaw, sowie R. S. Williams und V. O. Homerberg: Trans. Am. Inst. Min. Met. Eng. 1924; vgl. Z. Metallkunde Bd. 16, S. 327—328. 1924; T. Matsuda: J. Inst. of Metals 1928, Vorbericht 463.

Digitized by Google



Anlieferungszustand (langsam erkaltet?) | von 650° abgeschreckt | von 700° abgeschreckt | von 750° abgeschreckt

Abb. 20 bis 23. Gefüge handelsüblicher Messinge mit 60% Cu. 65mal vergr. (100mal). Geätzt mit Kupferammoniumchlorid.

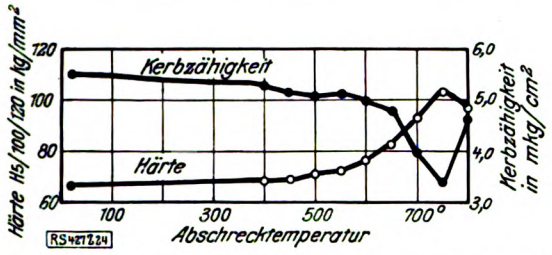


Abb. 24. Kerbzähigkeit und Kugeldruckhärte von Muntzmetall (Ms 60) von verschiedenen Temperaturen abgeschreckt.

der Korrosionsbeständigkeit zur Folge. Der Gewichtsverlust einer Legierung mit 56,8% Cu, 39,9% Zn, 1,24% Fe, 1,42% Ni, 1,00% Al, 0,48% Pb und 0,07% Sn in 1proz. Salzsäure erhöhte sich beim Abschrecken von 700° und 750° auf das $2^1/_2$fache gegenüber Abschrecken von 450 bis 600°. Im angelieferten Zustande war der Gewichtsverlust noch doppelt so hoch wie abgeschreckt, was vermutlich auf die Wirkung von Reckspannungen zurückzuführen ist, die sich durch Aufreißen bemerkbar machten.

Versuche zum Duraluminproblem.

Von **E. Schmid** und **G. Wassermann**[1].

Eine endgültige Klarstellung der bei der Vergütung des Duralumins sich abspielenden inneren Vorgänge steht noch aus. Auf eine erneute Darlegung der verschiedenen Vergütungshypothesen sei hier indessen verzichtet, da es an zusammenfassenden Arbeiten über die Entwicklung unserer Anschauungen auf dem Gebiete der vergütbaren Legierungen nicht mangelt[2]. Man ist heute ziemlich allgemein der Auffassung, daß die Ausscheidung einer neuen Kristallart in hochdisperser Form für die mit der Alterung einhergehende Verfestigung verantwortlich zu machen ist. Die Frage, welche Legierungsbestandteile es sind, die man als Träger der Duraluminvergütung anzusehen hat, ist dagegen noch umstritten. Die darüber herrschenden Ansichten seien im nachfolgenden kurz zusammengefaßt.

Bei der künstlichen Alterung des Duralumins wird heute im Sinne von Merica, Waltenberg und Scott[3] wohl allgemein angenommen, daß die Veredelungswirkung der Verbindung $CuAl_2$ zuzuschreiben ist, da ja auch die magnesiumfreien Kupfer-Aluminium-Legierungen bei erhöhter Temperatur sehr gute Verfestigungseffekte zeigen. Die Gegenwart von Magnesium erhöht allerdings noch das Ausmaß der Verfestigung.

Im Gegensatz hierzu besteht bezüglich der Alterung bei Zimmertemperatur keineswegs eine einheitliche Auffassung über die Natur der Kristallart, welche durch ihre Ausscheidung die Vergütung bewirken soll. Die Ursache dafür bilden zum Teil einander anscheinend widersprechende Versuchsergebnisse, die bei der Untersuchung magnesiumfreier Kupfer-Aluminium-Legierungen erhalten worden sind. Während Merica und seine Mitarbeiter, Portevin und Le Chatelier, neuerdings auch Fraenkel und Marx[1] auch durch Lagernlassen bei Zimmertemperatur durchaus deutliche Effekte erzielen konnten, wurde von anderer Seite, zuerst von Jeffries und Archer[2], den Kupfer-Aluminium-Legierungen die Fähigkeit zur natürlichen Alterung weitgehend abgesprochen. Es liegt die Vermutung nahe, daß hier geringe Änderungen des Gehaltes an Verunreinigungen (Silizium und Eisen) von Einfluß sind. Daher war eine wesentliche Klärung des Sachverhaltes zu erwarten, als es in Amerika gelang, ein besonders reines Aluminium mit nur etwa 0,05% Gesamtgehalt an Silizium und Eisen zu erzeugen[3]. Aus solchem Aluminium hergestellte kupferhaltige Legierungen zeigten, wie Dix und Richardson[4] und Archer[5] feststellten, eine sehr deutliche Vergütung bei Zimmertemperatur. Besonders bemerkenswert ist, wie ebenfalls Archer gezeigt hat,

[1] Original: Metallwirtschaft Bd. 7, S. 1229, 1928.

[2] Vgl. beispielsweise K. L. Meißner: Z. V. d. I. Bd. 70, S. 391. 1926.

[3] P. D. Merica, R. G. Waltenberg und H. Scott: Scient. Pap. Bur. of Standards Bd. 15, S. 271. 1919.

[1] P. D. Merica, R. G. Waltenberg und H. Scott: l. c. — A. Portevin und F. Le Chatelier: Rev. Mét. Bd. 21, S. 232. 1924. — W. Fraenkel und L. Marx: Vortrag Hauptvers. D. Ges. f. Metallkde., Dortmund 1928.

[2] Amerik. Patent 1472738 von 1921 (zit. nach K. L. Meißner: l. c.).

[3] F. C. Frary: Chem. Metallurg. Engg. Bd. 32, S. 485. 1925; ref. Z. Metallkunde Bd. 17, S. 234. 1925.

[4] E. H. Dix und H. H. Richardson: Trans. Amer. Inst. Min. and Met. Eng., Februar 1926.

[5] H. Archer: Trans. Amer. Soc. Steel Treating Bd. 10, S. 718. 1926.

Digitized by Google

daß ein aus dem reinen Aluminium hergestelltes (also siliziumfreies) Duralumin bei natürlicher Alterung einen Veredlungseffekt aufweist, der hinter dem des technischen Duralumins nicht zurücksteht.

Diese Versuche scheinen die Beweiskraft der Untersuchungen englischer Forscher, die mit Nachdruck auf das Mg_2Si hingewiesen hatten, wesentlich herabzumindern. Hanson und Gayler[1] hatten nämlich an kupferfreien, Mg_2Si-haltigen Aluminiumlegierungen bei Zimmertemperatur deutliche Veredelungseffekte beobachtet, und auch Rosenhain[2] erhielt mit solchen Legierungen positive Ergebnisse. Auf Grund dieser Versuche und der Annahme der Wirkungslosigkeit eines Kupfergehaltes für die Alterung bei Zimmertemperatur wurde die Kaltvergütung des Duralumins dem Mg_2Si zugeschrieben. Auch neuerdings hat Rosenhain[3] wieder diese Auffassung vertreten.

Bei dieser Sachlage erschien die Aufnahme weiterer Versuche zur Untersuchung der Bedeutung der beiden in Frage stehenden Verbindungen ($CuAl_2$ und Mg_2Si) durchaus wünschenswert.

I. Mechanische Untersuchungen.

1. Beschreibung der Versuche.

Um den Einfluß der verschiedenen Komponenten auf den Vergütungsvorgang getrennt und systematisch zu untersuchen, gingen wir von reinstem Aluminium aus. Als solches stand uns ein nach dem Verfahren von Frary hergestelltes Aluminium zur Verfügung. Durch Zulegieren von Kupfer, Magnesium und Silizium einzeln oder kombiniert wurde eine Reihe von Legierungen erhalten, deren Vergütung an Hand der Zerreißfestigkeit (und Dehnung) von 1 mm starken Drähten verfolgt wurde. Eine Übersicht über die Zusammensetzung der von uns hergestellten Legierungen, zu denen sich noch technisches Duralumin gesellt, ist in Zahlentafel 1 gegeben[1]. Die Drähte wurden jeweils 2 St. bei 510° geglüht, in kaltem Wasser rasch abgeschreckt und sodann die zeitliche Änderung der Festigkeit bei Zimmertemperatur und 150° C verfolgt.

Zahlentafel 1.
Zusammensetzung der Al-Legierungen für Veredelungsversuche.

Nr.	Legierung	Cu	Mg	Si	Fe
		in %			
1	Al-Si	—	—	0,23	—
4	Al-Mg	—	0,56	0,02	—
2	Al-Fe	—	—	0,02	0,36
6	Al-Cu	4,50	—	0,07	0,03
18	Al-Cu	4,48	—	0,05	0,09
12	Al-Cu-Si	4,12	—	0,35	0,04
7	Al-Cu-Mg	4,51	0,51	0,04	0,04
16	Al-Cu-Mg-Si	4,07	0,53	0,31	0,08
14	Al-Cu-Si-Fe	4,35	—	1,28	1,07
20	Al-Cu-Si-Fe	3,79	—	1,27	1,17
19	Al-Mg-Si	—	0,52	0,29	0,06
11	Duralumin 681 B	4,36	0,54	0,33	0,39
		+ 0,77 % Mn			

2. Versuchsergebnisse.

Bevor wir zur Besprechung der Ergebnisse der Festigkeitsversuche übergehen, sei noch kurz an Hand der in den Abb. 1 bis 5 dargestellten Aluminiumecken binärer Zustandsdiagramme daran erinnert, in welchen Fällen überhaupt vom Standpunkt einer Ausscheidungshypothese Verfestigungseffekte erwartet werden können. Eine notwendige Vorbedingung dazu ist ja sinkende Löslichkeit eines Legierungsbestandteiles mit fallender Temperatur. In den Systemen Aluminium-Kupfer, Aluminium-Mg_2Si und Aluminium-Silizium ist diese Vor-

[1] D. Hanson und M. Gayler: J. Inst. Met. Bd. 26, S. 321. 1921.
[2] Eleventh Report to the Alloys Res. Com. 1921.
[3] W. Rosenhain: J. Inst. Met. Bd. 39, S. 27. 1928.

[1] Der Gehalt des Duralumins an Mangan und Eisen ist in den Kombinationen der verschiedenen Legierungselemente zunächst nicht berücksichtigt worden; es soll jedoch damit nicht gesagt sein, daß wir diesen Bestandteilen jeden Einfluß auf den Veredelungsvorgang absprechen.

Zahlentafel 2. Alterung vor

Legierung	Al-Si		Al-Mg				Al-Fe		Al-Cu										Al-Cu-Si		
Legierungs-Nr.	1		4				2		6				18						12		
Versuchsreihe	1		1		2		1		1		2		1		2		3		1		2
Zeit	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B
0 St.	5,5		6,4		6,1	12	5,7		24,2	14	23,9	18	25,2	19	25,7	21	23,8	16	26,1	20	25,4
½ „					6,4	12					30,2	14	28,4	14	31,0	19	30,3	13	27,8	14	28,9
1 „					6,3	7			27,2	12	30,8	16	31,2	19	31,5	19	31,1	16	28,0	15	30,3
2 „					5,8	16			32,0	11					33,2	23			29,7	16	
3 „											31,9	20					31,8	20			
4 „					5,7	7			33,9	12			33,8	21	33,5	23			31,8	22	34,0
6 „	5,6		5,7		5,9	14	5,6		34,0	12	32,4	21			34,3	22	32,4	22	32,4	20	
8 „													34,0	20							34,7
10 „											33,1	20					33,9	20	33,0	17	
11 „					6,0	15			35,2	12											
21 „					6,3	12			35,9	8	34,7	17					34,8	18	34,2	17	
23 „													35,6	16	36,5	16					36,3
24 u. 25 „	5,6		5,6		6,4	10	5,7		34,9	7	35,0	16			36,8	17	33,8	18	35,0	14	
26 u. 28 „					5,7	12			35,2	6	35,0	15	35,1	15			35,2	17			37,1
48 „									34,7		35,4	12			34,8	14	34,7	16	32,0	17	

σ_B = Festigkeit in kg/mm²; δ = Dehnung in %.

Digitized by Google

bedingung für die verwendeten Konzentrationen erfüllt. Bei der Magnesium-Aluminium-Legierung wird für die Konzentration von etwa 0,5% die Löslichkeitsgrenze nicht mehr überschritten. Hier kann also, ebenso wie bei Eisen-Aluminium-Legierungen, für die überhaupt keine Mischkristallbildung nachgewiesen ist, eine Vergütung nicht erfolgen.

Die Ergebnisse der Festigkeitsversuche sind in den Zahlentafeln 2 und 3 zusammengestellt. Die angegebenen Zahlen stellen jeweils Mittelwerte aus drei Einzelversuchen dar. Die Besprechung der erhaltenen Resultate soll der besseren Übersichtlichkeit wegen jedoch an Hand von graphischen Darstellungen des Festigkeitsverlaufes erfolgen.

a) Binäre Aluminiumlegierungen.

Abb. 6 zeigt die Ergebnisse der Festigkeitsuntersuchungen der binären Legierungen bei Warmvergütung (150° C). Kupfer-Aluminium weist eine erhebliche Festigkeitssteigerung bis auf 45% der Ausgangsfestigkeit auf. Besonders bemerkenswert ist dabei noch der anfänglich sehr steile Kurvenanstieg, der charakteristisch für die Wirkung des Kupfers ist. Silizium-Aluminium, Magnesium-Aluminium, Eisen-Aluminium zeigen bei

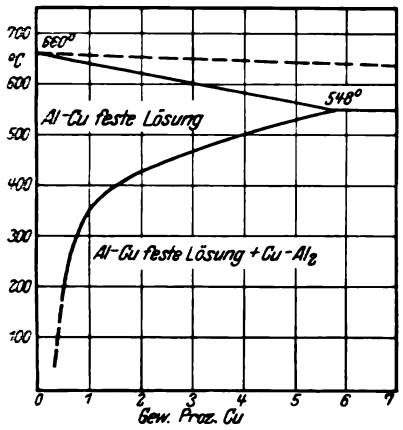


Abb. 1. Zustandsdiagramm Aluminium – Kupfer.

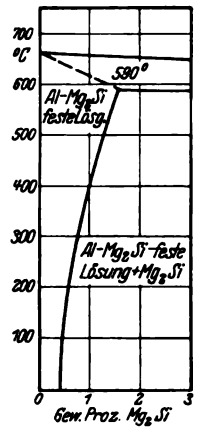


Abb. 2. Zustandsdiagramm Aluminium – Mg_2Si.

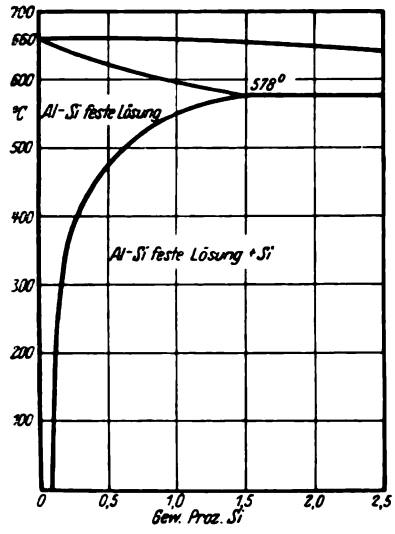


Abb. 3. Zustandsdiagramm Aluminium – Silizium.

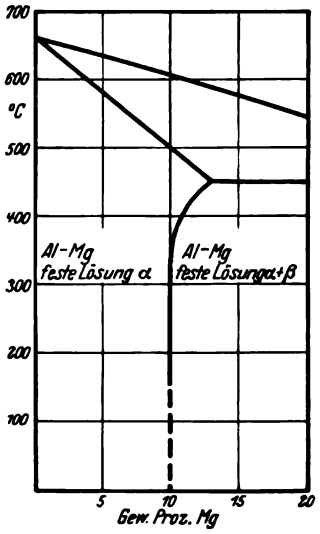


Abb. 4. Zustandsdiagramm Aluminium – Magnesium.

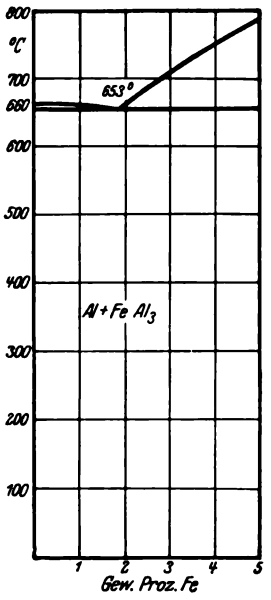


Abb. 5. Zustandsdiagramm Aluminium – Eisen.

Al-Legierungen bei 150° C.

Al-Cu-Si-Fe								Al-Cu-Mg		Al-Cu-Mg-Si				Al-Mg-Si				Duralumin 681 B [1]					
14				20				7		16				19				11					
1		2		1		2		1		1		2		1		2		1		2		3	
σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ
27,5	14	27,4	18	27,0	19	26,5	19	27,6	15	28,0	14	27,0	19	10,9	13	10,7	16	31,2	22	31,8	18	31,1	22
26,5	20	25,9	16	26,8	17	26,6	18			38,6	17			11,5	10	12,0	10	37,6	24	38,6	24		
27,4	17	27,5	18	28,4	20	27,1	17	36,3	17	38,9	16			11,5	7	11,9	10	39,2	22	38,9	22	40,0	22
28,0	15	27,8	16	29,3	18	27,5	18	37,5	17									40,8	25				
						29,3	20			41,6	13			11,2	4			41,7	29	41,2	20		
28,3	17	30,3	15	29,9	20	30,5	22	38,0	17			39,3	15			13,1	10	42,1	28			42,8	23
29,2	17			30,3	20	31,0	18	38,6	17	40,7	15			13,1				42,6	27	42,2	26	35,6	19
												40,7	15			13,8	7						
30,1	16					32,9	17			42,4	14							43,1	25	43,2	22		
								38,9	17									43,0	23				
31,6	15			32,8	21			39,1	12	44,6	13			16,1		18,0	5	44,3	22	44,4	27		
						31,4	17																
31,1	14	31,7	17	32,8	17			39,8	12	44,6	10	45,5	7	16,7		18,2	6	43,9	22	44,4	25	44,4	15
						34,5	16	40,0	13														
32,5	16			33,5	14					46,4	10									44,5	22	44,5	8

[1] Von der großen Zahl gleichartiger Versuchsreihen sind hier nur drei herausgegriffen.

Digitized by Google

Zahlentafel 3. Alterung von Al-Legierungen

Legierung	Al-Si		Al-Mg		Al-Fe		Al-Cu						Al-Cu-Si					
Legierungs-Nr.	1		4		2		6				18		12					
Versuchsreihe	1		1		1		1		2		1		1		2		3	
Zeit	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ
0 St.	5,1	13	6,2	8	5,6	22	26,4	17	25,4	19	24,7	20	24,4	19	25,4	20	26,0	20
1/2 „											25,7	20						
1 „	5,2	10	6,6	7	5,3	24	27,7	17	27,5	18	26,5	17	25,3	15	17,1	17	27,7	14
2 „	5,2	12	5,7	6	5,5	23	28,3	15							27,7	17		
3 „									28,6	16	28,9	17						
4 „	5,3	14	6,5	5	5,8	23	29,5	13					27,8	20	28,3	19		
5 „							29,0	16			28,5	17						
6 u. 7 „	5,0	15	6,6	5	5,5	20	28,9	16	29,8	15			29,3	14	29,5	19	29,8	18
8 „	5,2	12	6,7	7	5,4	17												
10 „	5,2	12	5,9	7	5,4	24	29,7	14	31,3	12	28,6	14	29,8	12	30,0	16	31,1	17
12 u. 13 „	5,0	12	5,9	7	5,7	23	29,2	16										
17 „	5,1	14	5,9	7	5,9	17												
20 „	5,5	11	6,3	6	5,9	20												
21 u. 22 „							30,4	14			30,6	16			30,6	18	31,9	15
24 u. 25 „	5,2	11	6,1	7	6,1	16			31,4	17	30,4	15	31,1	14	30,7	19	32,1	19
27 u. 28 „	4,8	12	5,7	8	5,5	25	30,6	14										
2 Tage	5,2	16	6,1	8	5,6	24	32,1	15										
3 „	5,6	16	5,7	6	5,7	19	30,9	13	32,5	15	31,4	14	31,0	15				
4 „							33,4	12							32,3	16		
5 „	5,6	12	5,6	6	5,5	21			32,7	14			31,6	11	32,6	18		
6 „	5,5	15	6,2	9	5,7	22												
7 „							33,7	14	33,4	15	32,2	16	33,4	16	32,9	14	34,6	17

σ_B = Festigkeit in kg/mm²; δ = Dehnung in %.

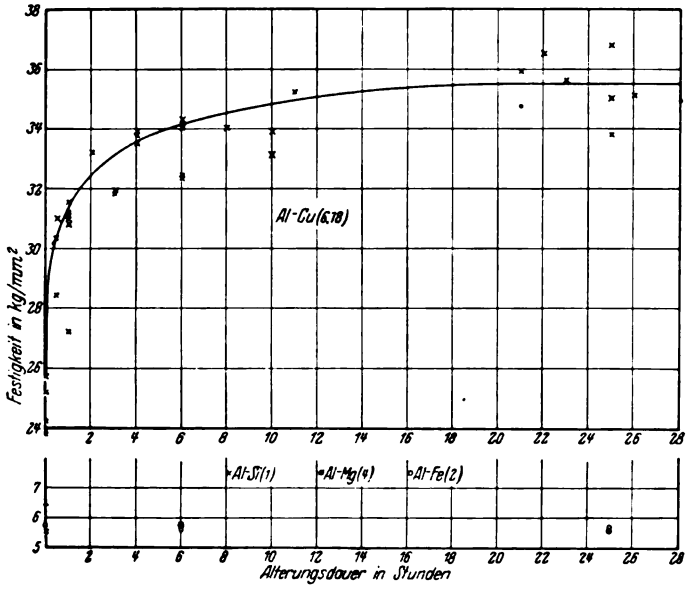


Abb. 6. Alterung binärer Aluminiumlegierungen bei 150° C.

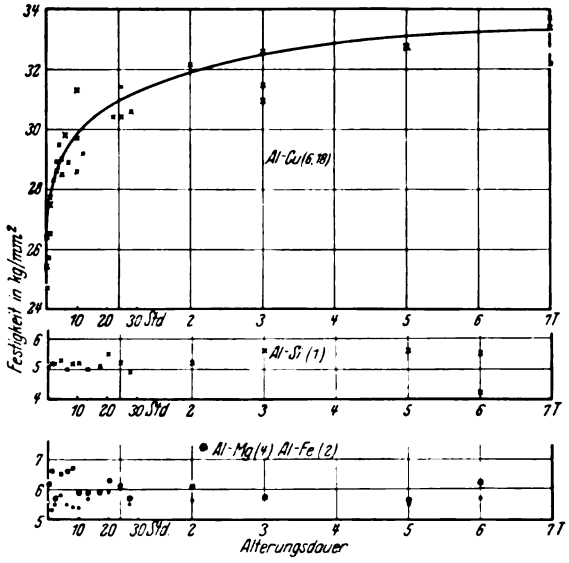


Abb. 7. Alterung binärer Aluminiumlegierungen bei Zimmertemperatur.

150° keine Veränderungen der Festigkeit, die ja bei den letzten beiden Legierungen auch nach den Zustandsdiagrammen gar nicht zu erwarten waren.

Das Verhalten der gleichen Legierungen bei Kaltvergütung (20°) zeigt Abb. 7. Man sieht, daß auch hier die Festigkeit der Kupfer-Aluminium-Legierung erheblich ansteigt; der Endwert bleibt nur um 2 kg/mm² hinter dem bei 150° erreichten zurück. Die Magnesium-Aluminium- und Eisen-Aluminium-Legierungen zeigen auch hier keinerlei Effekt, während bei der Silizium-Aluminium-Legierung in der Tat ein wenn auch sehr geringer Anstieg vorzuliegen scheint. Die Werte streuen allerdings stark.

b) Aluminium-Kupfer-Silizium.

Abb. 8 zeigt das Verhalten siliziumhaltiger Kupfer-Aluminium-Legierungen bei Warmvergütung. Zum Vergleich ist auch die Kurve der reinen Kupfer-Aluminium-Legierung (Abb. 6) eingetragen. Die Werte einer Legierung mit geringem Siliziumgehalt (Legierung 12) werden durch sie leidlich gut ausgeglichen. Das Silizium hat also nicht schädigend auf die Vergütung gewirkt. Dagegen hat der hohe Silizium- und Eisengehalt der Legierungen 14 und 20 einen deutlich ungünstigen Einfluß, den man wohl in der Hauptsache dem Eisen zuschreiben muß, da technische Kupfer-Aluminium-Legierungen mit 1 bis 2% Silizium eine sehr gute Warmvergütbarkeit

Digitized by Google

bei Zimmertemperatur.

Al-Cu-Si-Fe								Al-Cu-Mg				Al-Cu-Mg-Si		Al-Mg-Si				Duralumin 681 B [1]					
14				20				7				16		19				11					
1		2		1		2		1		2		1		1		2		1		2		3	
σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ
26,9	22	27,1	21	27,3	19	25,6	19	28,4	15	27,8		26,7	14	11,1	15	11,0	18	32,0	22	31,7	19	31,0	22
										29,2		28,6	15							31,5	20		
28,8	16	29,0	17	28,6	18	27,1	16	30,4	17	30,2		30,2	13	11,2	12	11,0	18	32,2	21	31,6	20	32,0	22
				29,7	16			32,1	16	31,8		32,0	14	11,3	12			32,1	20	31,6	20	32,6	21
29,7	18	30,0	19							32,4													
		30,4	19	30,0	18			32,0	17	32,9		35,2	13	11,3	12			32,4	21	31,7	19	32,8	20
								34,0	12	34,4								32,2	20				
				31,1	18	29,3	17	35,1	17			36,6	13	11,7	14	12,4	18	34,2	19			35,7	19
		30,7	18																	34,3	17		
				31,1	20	29,4	17											37,7	18	37,0	19		
								35,3	12									38,1	20				
																		39,6	20				
31,5	22	31,0	17			30,8	21	36,2	12							12,4	15	40,4	21	39,9	20		
		30,7	18	31,4	16	30,6	18					40,6	16	13,0	14	12,6	14	41,4	23			41,2	22
																		41,6	24				
																		39,9	22				
		31,5	18					38,5	15	38,1		40,7	17					40,9	22				
				33,5	19									13,9	13			41,9	22	42,6	23		
																		41,7	22				
		31,9	17	32,8	16	31,5	19	39,6	14	39,0		40,4	11	14,0	13	14,0	13	43,5	19	42,6	22		

[1] Von der großen Zahl gleichartiger Versuchsreihen sind hier nur drei herausgegriffen.

zeigen. Bemerkenswert bei den Legierungen 14 und 20 ist ferner die anfängliche Verzögerung des Festigkeitsanstieges. Nach $^1/_2$ St. ist meist sogar ein Abfall der Festigkeit zu beobachten. Nach 1 St. ist dann die Ausgangsfestigkeit wieder erreicht oder schon etwas überschritten.

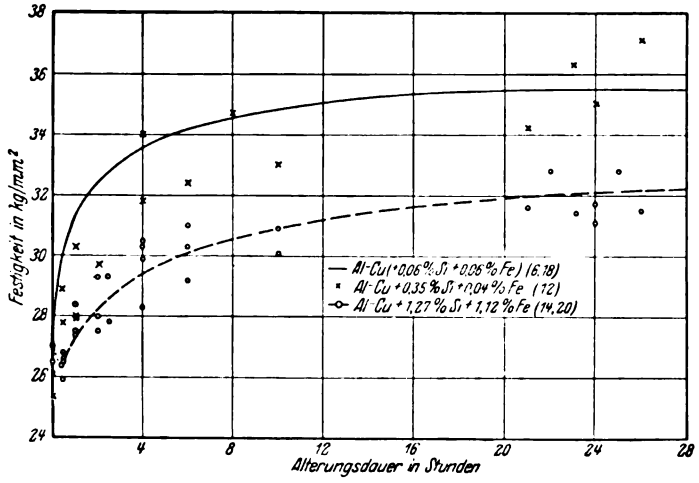


Abb. 8. Alterung von Kupfer-Aluminium-Legierungen mit verschiedenem Silizium- und Eisengehalt bei 150° C.

Bei Zimmertemperatur treten diese Unterschiede nicht auf (Abb. 9). Die Legierungen mit geringem Siliziumgehalt und die mit hohen Silizium- und Eisengehalten verhalten sich wie reines Kupfer-Aluminium, dessen Kurve auch hier zum Vergleich eingezeichnet ist.

c) Aluminium-Magnesium-Silizium.

Eine kupferfreie, aber Mg_2Si-haltige Legierung (19) verhält sich, wie Abb. 10 für die Warmvergütung zeigt, typisch anders als die kupferhaltigen Legierungen. Der Anstieg erfolgt allmählich, fast linear und ist auch nach 24 St. noch keineswegs beendet. In einer anderen Versuchsreihe haben wir festgestellt, daß auch nach 3 Tagen die Legierung noch nicht ganz zur Ruhe gekommen war. Die Festigkeit war hier nach einem Tag auf 19,4 kg/mm², nach 2 Tagen auf 20,9 kg/mm² und nach 3 Tagen auf 22,3 kg/mm² gestiegen. Dies entspricht bei einer Ausgangsfestigkeit von 12,3 kg/mm² einer Steigerung um 81%. Bei Zimmertemperatur ist die Legierung nur sehr

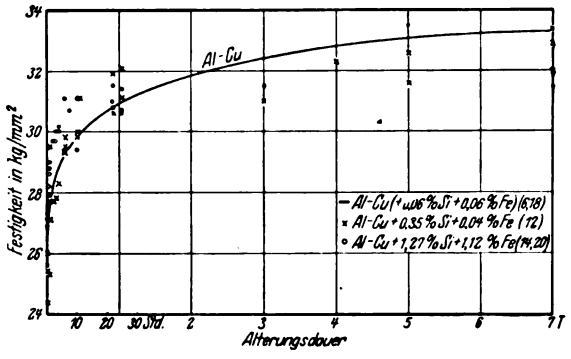


Abb. 9. Alterung von Kupfer-Aluminium-Legierungen mit verschiedenem Silizium- und Eisengehalt bei Zimmertemperatur.

wenig vergütbar. Der geringe Festigkeitsanstieg ist in der normalen Zeit von 7 Tagen beendet (Abb. 11).

d) Aluminium-Kupfer-Magnesium, Aluminium-Kupfer-Magnesium-Silizium, Duralumin 681 B.

Ein Zusatz von Magnesium zu Aluminium-Kupfer hat, wie Abb. 12 zeigt, für die Warmvergütung keine wesentliche Bedeutung. Die ganze Kurve verläuft nur bei etwas höheren Festigkeitswerten. Ein weiterer Zusatz von Silizium ist dagegen von deutlich günstiger

Digitized by Google

Wirkung. Auffallend ist dabei der sich auf erheblich längere Zeiten erstreckende Anstieg der Festigkeit. Man darf wohl vermuten, daß dieser Anstieg dem Mg_2Si zuzuschreiben ist (vgl. Legierung 19, Abb. 10). Merkwürdigerweise verhält sich das Duralumin selbst nicht

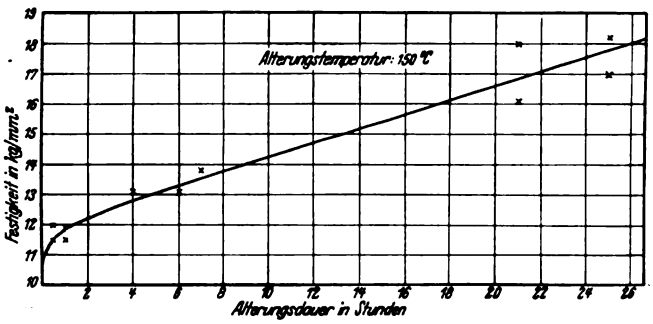


Abb. 10. Alterung einer Magnesium-Silizium-Aluminium-Legierung bei 150° C.

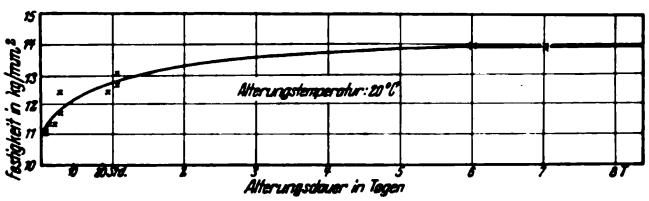


Abb. 11. Alterung einer Magnesium-Silizium-Aluminium-Legierung bei Zimmertemperatur.

so; sein Festigkeitsanstieg zeigt vielmehr mit dem der Kupfer-Magnesium-Aluminium-Legierung Ähnlichkeit[1].

Bei Zimmertemperatur verursacht, wie ja schon Archer gefunden hatte, Magnesiumzusatz eine starke

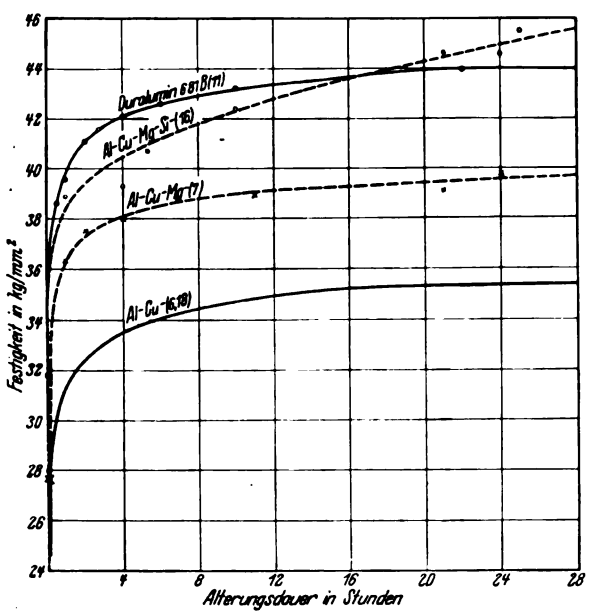


Abb. 12. Alterung von Kupfer-Aluminium-Legierungen mit verschiedenem Magnesium- und Siliziumgehalt bei 150° C.

Steigerung der Wirkung des Kupfers (Abb. 13). Die Verfestigung, die bei der reinen Kupfer-Aluminium-Legierung 30% beträgt, steigt auf 40%. Jedoch wirkt auch hier ein Siliziumzusatz weiter verbessernd (53%). Wieder

[1] Bei der großen Zahl der von uns geprüften Duraluminproben haben wir von einer Wiedergabe sämtlicher Beobachtungspunkte abgesehen und in die Abb. 12 und 13 nur die glatten Ausgleichskurven eingezeichnet.

verhält sich jedoch das Duralumin der Kupfer-Magnesium-Aluminium-Legierung ähnlicher als der siliziumhaltigen.

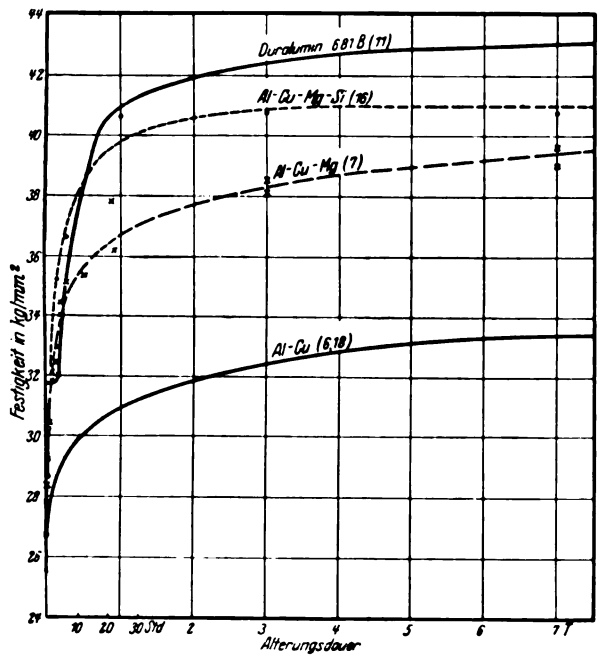


Abb. 13. Alterung von Kupfer-Aluminium-Legierungen mit verschiedenem Magnesium- und Siliziumgehalt bei Zimmertemperatur.

Bezüglich des Duralumins ist noch folgende Bemerkung zu machen. Bei dem uns zur Verfügung stehenden Draht (681 B) war stets die öfter bestrittene Verzögerung des Festigkeitsanstieges zu Beginn der Alterung zweifelsfrei zu beobachten. Erst nach 2, meist sogar nach 4 oder

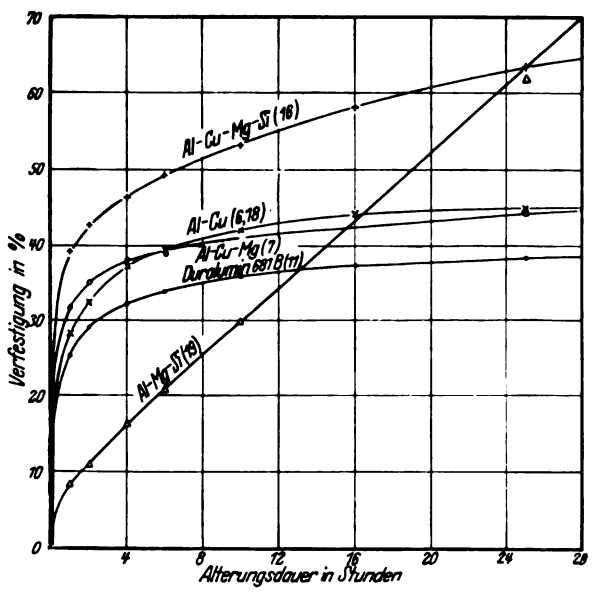


Abb. 14. Verfestigung von Aluminiumlegierungen bei künstlicher Alterung (150° C).

5 St., setzte der Anstieg der Festigkeit ein. Bei einer weiteren Drahtprobe (gleichfalls Legierung 681 B)[1] setzte der Anstieg bereits nach 1 St. ein; nach $^1/_2$ St. schien hier sogar ein geringer Abfall einzutreten. Die Ursache dieser Verschiedenheiten und der Inkubationserscheinungen überhaupt konnte nicht ermittelt werden. Bei

[1] Das Material wurde uns von den Dürener Metallwerken freundlichst überlassen.

Digitized by Google

den von uns selbst hergestellten Legierungen war eine Verzögerung des Festigkeitsanstieges bei Zimmertemperatur in keinem Fall zu beobachten (vgl. jedoch Warmvergütung von Legierung 14 und 20).

Eine Zusammenfassung aller Kurven in einheitlicher Darstellung ist in den Abb. 14 und 15 gegeben, die die Festigkeitssteigerung (in Prozenten der Festigkeit nach dem Abschrecken) als Funktion der Zeit wiedergegeben.

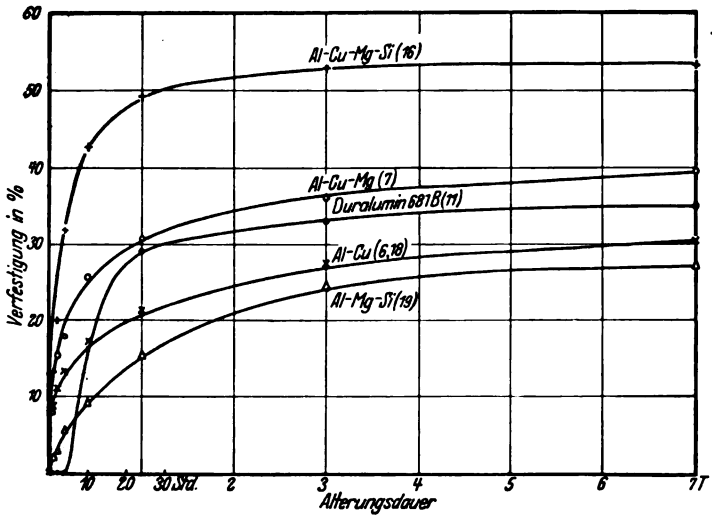


Abb. 15. Verfestigung von Aluminiumlegierungen bei natürlicher Alterung.

Der Ausgangspunkt aller Kurven fällt somit in den Anfangspunkt des Koordinatensystems. Bei dieser Art der Darstellung hat die Ausgangsfestigkeit einen starken Einfluß auf die Ergebnisse. Das macht sich besonders beim Duralumin bemerkbar, dessen prozentuale Verfestigung wegen des hohen Anfangswertes verhältnismäßig niedrig erscheint. Der umgekehrte Fall zeigt sich bei der Warmvergütung der Magnesium-Silizium-Aluminium-Legierung, die den höchsten überhaupt beobachteten Verfestigungswert aufweist, der wohl in der Hauptsache auf die geringe Ausgangsfestigkeit nach dem Abschrecken zurückzuführen ist. Bezüglich der Einzelheiten der Schaubilder sei auf das bei der Besprechung der verschiedenen Legierungen Gesagte verwiesen.

3. Zusammenfassung.

Zusammenfassend läßt sich über das Ergebnis der Festigkeitsversuche im Hinblick auf das Duraluminproblem folgendes sagen:

Bezüglich der Warmvergütung sind wir in Übereinstimmung mit der Mehrzahl der Autoren, die $CuAl_2$ als den wirksamen Bestandteil ansehen[1]. Der Einfluß von Magnesium ist, wenn überhaupt vorhanden, nur gering. Mg_2Si erhöht die Vergütbarkeit beträchtlich; ein Anschluß an das Duralumin wird dadurch jedoch nicht gewonnen.

Recht ähnlich scheinen die Verhältnisse bei der natürlichen Alterung zu sein. Auch hier möchten wir die Vergütung im wesentlichen der Verbindung $CuAl_2$ zuschreiben. Diese Auffassung wird durch folgende Beobachtungen gestützt:

a) Kinetik: Auch bei Zimmertemperatur ist der Anstieg der Festigkeit zu Beginn der Vergütung für alle kupferhaltigen Legierungen steiler als bei der Mg_2Si-haltigen Legierung.

b) Ausmaß der Verfestigung: Die Gesamtfestigkeitssteigerung ist bei der nur Mg_2Si enthaltenden Legierung absolut und relativ geringer als bei allen kupferhaltigen Legierungen.

c) Erhöhung der Verfestigung durch Magnesiumzusatz: Ein großer Teil der durch gleichzeitige Anwesenheit von Magnesium und Silizium erzielbaren Steigerung der Vergütung wird auch schon durch Magnesium allein erreicht.

Eine bündige Erklärung für die Art des Einflusses des Magnesiums auf die Vergütung kann heute noch nicht gegeben werden. Archer nimmt an, daß die durch die Mischkristallbildung mit Magnesium verursachte Aufweitung des Aluminiumgitters eine Erhöhung der Diffusionsgeschwindigkeit bewirkt. Demgegenüber möchten wir die Vermutung aussprechen, daß bereits durch die Tatsache des Vorhandenseins eines Mischkristalls eine diffusionsfördernde Wirkung bedingt wird. Hierzu ist nur die Annahme vonnöten, daß die durch Mischkristallbildung verursachten Gitterstörungen dieselbe Wirkung auf das Diffusionsvermögen ausüben, wie die durch Kaltreckung verursachten. Diese Annahme erscheint uns bei der gleichartigen Wirkung, welche die beiden Arten von Gitterstörungen auf andere Kristalleigenschaften, wie beispielsweise die Formfestigkeit, ausüben, durchaus möglich.

II. Röntgenographische Untersuchungen[1].

Ein mikroskopischer Nachweis der Ausscheidung von $CuAl_2$- oder Mg_2Si-Teilchen im veredelten Duralumin ist bisher noch nicht geglückt. Wahrscheinlich sind die ausgeschiedenen Teilchen so klein, daß sie wegen der Begrenzung der Auflösungsfähigkeit des Mikroskops durch die Wellenlänge des verwendeten Lichtes nicht sichtbar gemacht werden können. Nur Dix und Richardson[2] war es gelungen, in einer Kupfer-Aluminium-Legierung nach zweiwöchentlicher Alterung bei 200° C ausgeschiedenes $CuAl_2$ nachzuweisen. Festigkeitsangaben werden nicht gemacht, doch ist wohl zu vermuten, daß bei den verwendeten Glühbedingungen der Höchstwert der Festigkeit bereits überschritten war.

Der Umstand, daß es bei Verwendung von Röntgenstrahlen gelingt, von Kriställchen bis etwa 1 $\mu\mu$ Durchmesser noch deutliche Beugungsbilder zu bekommen, räumt der röntgenographischen Methode zur Verfolgung der Ausscheidung einen erheblichen Vorrang vor der mikroskopischen ein.

Das von uns angewendete Verfahren ist im Prinzip sehr einfach. Da jede kristalline Substanz ein durch

[1] Einen direkten Nachweis der $CuAl_2$-Ausscheidung bei der künstlichen Alterung erbringen die nachfolgend beschriebenen, röntgenographischen Versuche.

[1] Eine kurze Mitteilung über diese Versuche, die im Metallaboratorium der Metallgesellschaft A.-G., Frankfurt a. M., ausgeführt wurden, findet sich in Naturwissensch. Bd. 14, S. 980. 1926.

[2] E. H. Dix und H. H. Richardson: l. c.

Digitized by Google

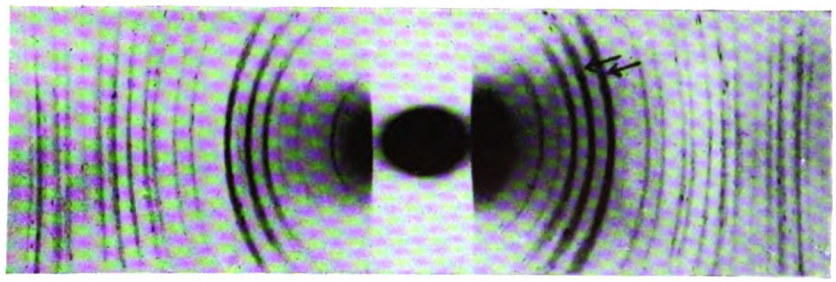


Abb. 16. $CuAl_2$-Diagramm.

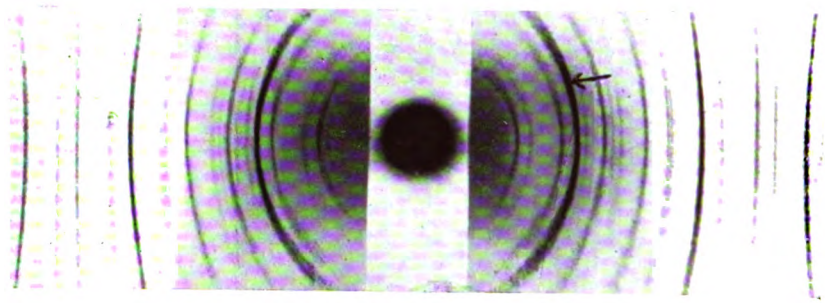


Abb. 17. Mg_2Si-Diagramm.

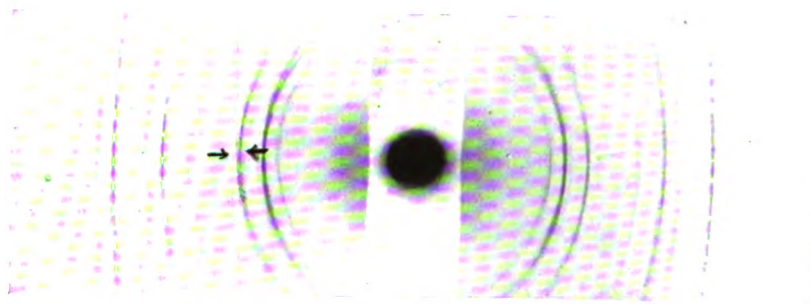


Abb. 18. Pulvergemisch aus Aluminium und 5% $CuAl_2$.

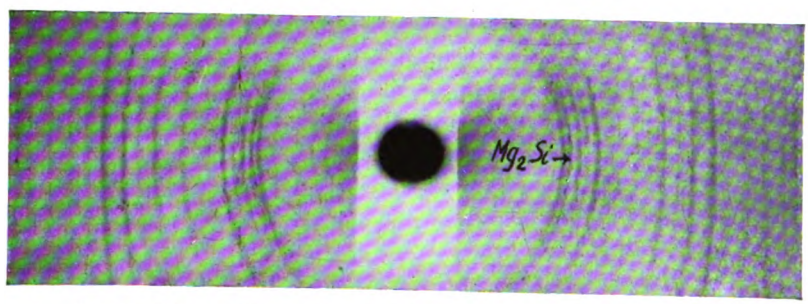


Abb. 19. Pulvergemisch aus gleichen Teilen von Aluminium, $CuAl_2$ und Mg_2Si.

ihren Gitterbau bestimmtes, charakteristisches Beugungsbild (Debye-Scherrer-Diagramm) gibt, wird, falls eine Ausscheidung — etwa von $CuAl_2$ — vorliegt, das Beugungsbild des $CuAl_2$ neben dem des Aluminiums im Röntgendiagramm sichtbar sein. Wegen der geringen Konzentration der ausgeschiedenen Kristallart muß naturgemäß die Belichtungszeit außerordentlich verlängert werden, und auch dann kann man nur das Auftreten der stärksten Linien der gesuchten Substanz erwarten. Eine Komplikation kann dabei noch durch Zusammenfallen der gesuchten Linien mit solchen des Aluminiums entstehen. In den Abb. 16 und 17 ist das Debye-Scherrer-Diagramm der Verbindungen $CuAl_2$ und Mg_2Si wiedergegeben (Hadding-Rohr, Cu-Antikathode). Die zur Identifizierung in Betracht kommenden stärksten Linien sind durch Pfeile hervorgehoben. Um die gegenseitige Lage der verschiedenen Linien zu bestimmen, wurden zunächst Aufnahmen von Pulvergemischen angefertigt. Die Aufnahme eines Aluminiumpulvers, dem 5% $CuAl_2$ beigemengt sind, ist in Abb. 18 dargestellt. Neben den Linien des Al sind die beiden stärksten $CuAl_2$-Linien erkennbar. Abb. 19 gibt die Aufnahme eines Pulvergemisches mit gleichen Anteilen von Aluminium, $CuAl_2$ und Mg_2Si wieder. Von den fünf inneren, starken Linien gehören die erste (innere) und die vierte dem Aluminium, die dritte und fünfte dem $CuAl_2$, die zweite dem Mg_2Si zu. Leider zeigt sich hier nun, daß die Mg_2Si-Linie mit der $(002)_\beta$-Linie des Aluminiums zusammenfällt. An dieser Stelle ist also immer eine

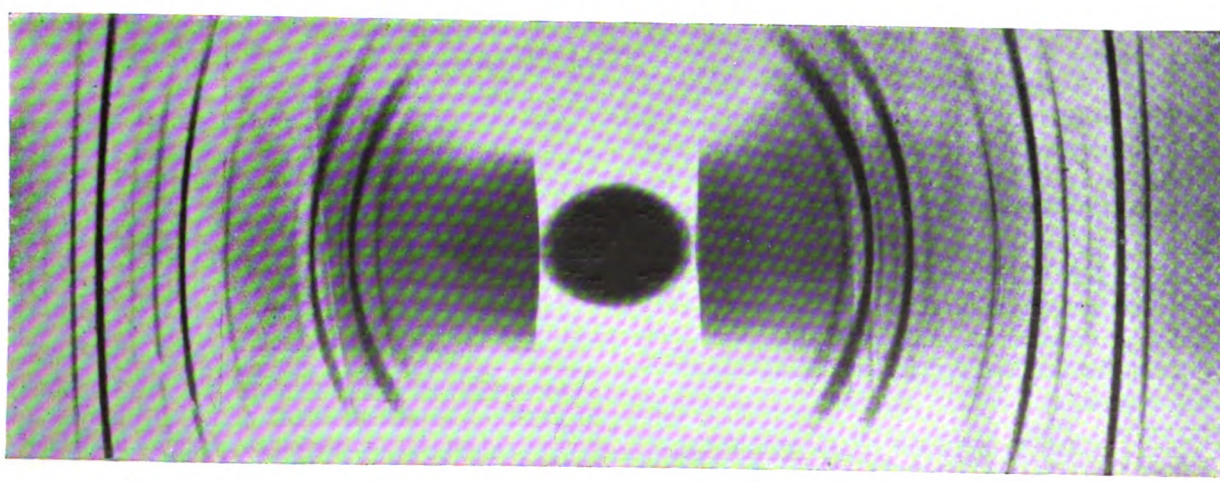


Abb. 20. Diagramm eines geglühten Duralumindrahtes. Die beiden stärksten $CuAl_2$-Linien sind deutlich erkennbar.

Digitized by Google

schwache Interferenz vorhanden, so daß es ohne eine die Belichtungszeit erneut erheblich verlängernde Monochromatisierung des verwendeten Röntgenlichtes nicht möglich ist, über das Mg_2Si eine Aussage zu machen.

wohl verlorengegangen wären. Die Abb. 22 und 23 zeigen indes das Vorhandensein von $CuAl_2$ auch in diesen Fällen an Hand von Kurven, die beim Photometrieren des Äquators der Diagramme erhalten worden sind. Die

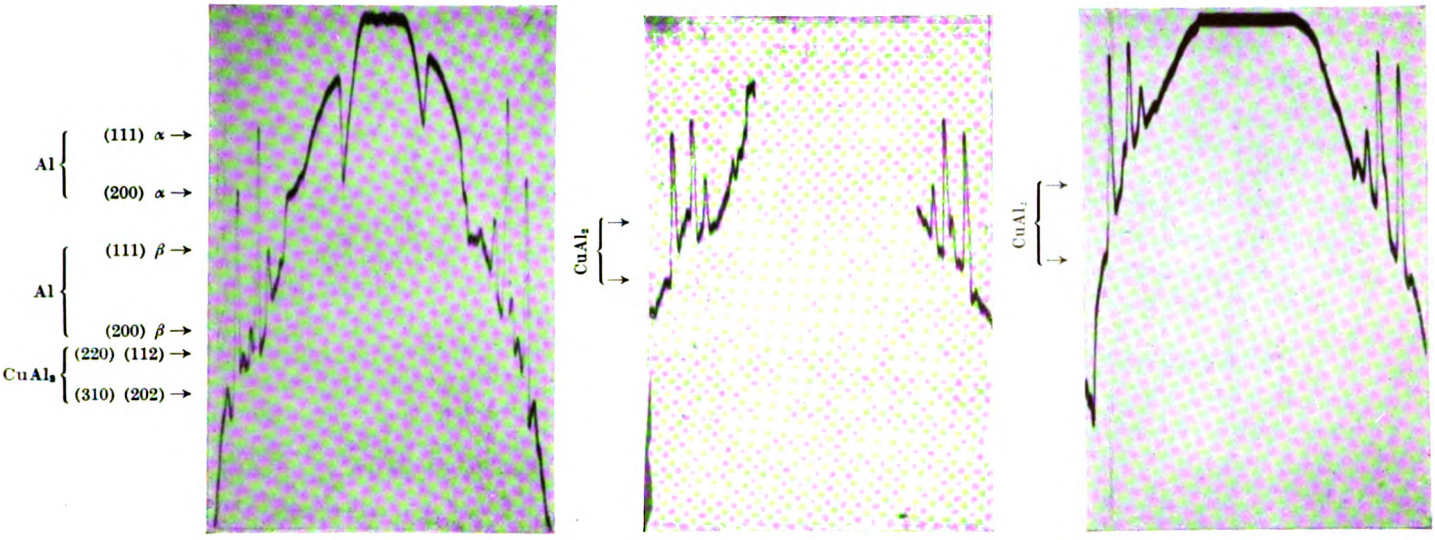


Abb. 21. Geglüht. Abb. 22. 22 St. bei 150° gealtert. Abb. 23. 4 St. bei 200° gealtert

Abb. 21 bis 23. Photometerkurven des Äquators von Duralumindiagrammen.

Für die Duraluminaufnahmen wurden Belichtungszeiten von 50000 mA-Min. angewendet. Eine weitere Verlängerung der Belichtungszeit erwies sich nicht als vorteilhaft, da die allgemeine Grundschwärzung des Films dann zu stark wurde, um schwache Linien zu erkennen.

Abb. 20 zeigt die Aufnahme eines geglühten Duralumindrahtes. Die beiden $CuAl_2$-Linien zu beiden Seiten der zweiten Aluminiumlinie sind deutlich sichtbar. (Vgl. auch die Photometerkurve Abb. 21.) Ebenso war an abgeschrecktem und dann bei 150° oder 200° C gealtertem Duralumin stets eine Ausscheidung von $CuAl_2$, wenn auch schwächer als beim geglühten Draht, zu erkennen. Eine Wiedergabe der Diagramme ist jedoch unterblieben, da die schwachen $CuAl_2$-Linien bei der Reproduktion dem $CuAl_2$ entsprechenden Knicke sind deutlich erkennbar.

Nach der Alterung bei Zimmertemperatur waren dagegen neue Linien nicht festzustellen. Ein Beweis gegen die Ausscheidungshypothese ist darin unseres Erachtens nicht zu erblicken, da auch das Auflösungsvermögen der röntgenographischen Methode nach unten begrenzt ist und nicht bis zur molekur-dispersen Ausscheidung reicht. Vielleicht ist auch die ausgeschiedene Menge zu gering, um bei der angewendeten Belichtungszeit sichtbar zu werden.

Jedenfalls scheint uns durch die obigen Versuche eine mit der künstlichen Alterung des Duralumins einhergehende Ausscheidung von $CuAl_2$ bewiesen zu sein.

Die Alterungshärtung der aluminiumreichen Silber-Aluminiumlegierungen.

Von **M. Hansen**[1].

W. Kroll[2] hat im Rahmen einer Untersuchung über den Ersatz des Kupfers in selbsthärtenden Aluminiumlegierungen durch Silber die Alterungshärtung einiger Silber-Aluminium-Legierungen bestimmt. Danach ist die Härtung der binären Silber-Aluminium-Legierungen bei Raumtemperatur gering; beim Altern bei 130° sind dagegen mit Legierungen mit 1,3 bzw. 2,3, 4,5, 6,5 und 9,1% Ag Härtesteigerungen von 24 bzw. 32, 63, 55 und 62% zu erreichen.

Nachdem inzwischen die Löslichkeit des Silbers im Aluminium vom Verfasser[3] bei Temperaturen zwischen 200° und 558°, der Temperatur der Eutektikalen, bestimmt war (Abb. 1), war es interessant, systematische Vergütungsversuche mit einer größeren Anzahl Legierungen mit steigendem Silbergehalt und bei verschiedenen Alterungstemperaturen auszuführen. Die Ergebnisse seien hier kurz mitgeteilt.

Die Versuche wurden auf 12 Legierungen mit 0,45 bis 11,80% Ag (Tab. 1) beschränkt, und zwar wurden dieselben Legierungen verwendet, die zur metallographischen Untersuchung des Zustandsschaubildes gedient hatten.

Tabelle 1. Zusammensetzung der Legierungen.

Bezeichnung	Gew.-% Ag	Bezeichnung	Gew.-% Ag
5	0,45	35	3,44
10	1,08	40	3,98
15	1,47	60	5,99
20	2,02	80	7,98
25	2,45	100	9,94
30	3,81	120	11,80

[1] Original: Naturwiss. Bd 16, S. 417—419. 1928.
[2] W. Kroll: Metall u. Erz Bd. 23, S. 555—557. 1926.
[3] M. Hansen: Z. Metallkunde Bd. 20, Juniheft 1928.

Digitized by Google

Das Aluminium enthielt 0,097% Si und 0,158% Fe (Kroll verwendete Aluminium mit 0,45% Si, 0,65% Fe und 0,01% Cu). Blöckchen von 20 mm Dicke, 35 mm

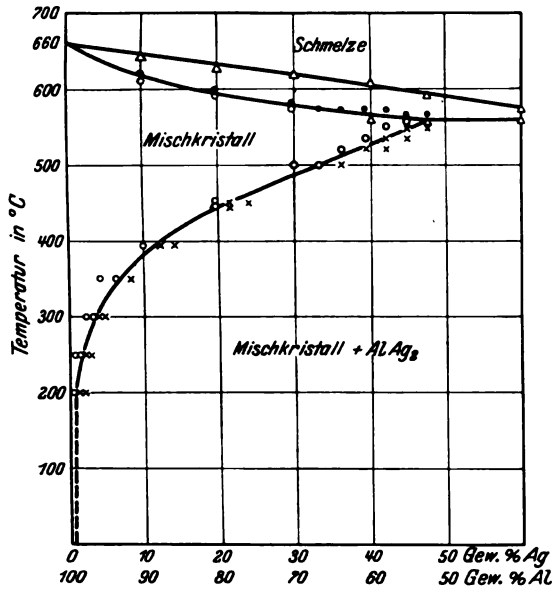


Abb. 1. Gleichgewichtsschaubild der Silber-Aluminiumlegierungen mit 0 bis 60 Gew.-% Silber nach Untersuchungen des Verfassers.

Breite und 120 g Gewicht wurden durch Gießen in eine kalte Eisenkokille hergestellt und darauf auf 10 mm Dicke warm heruntergeschmiedet. Die Proben wurden 5 St. bei 525° ± 5° geglüht und in Eiswasser abgeschreckt. Die Alterung erfolgte in elektrisch

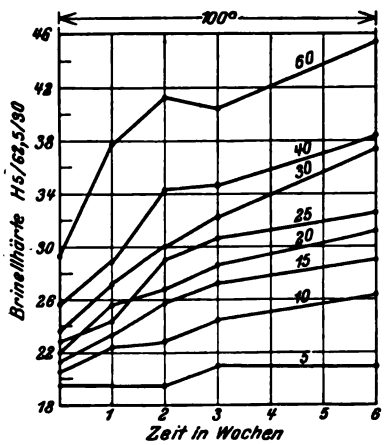


Abb. 2. Härtezunahme von Silber-Aluminiumlegierungen durch Altern bei 100°.

geheizten Ölbädern bei 100°, 150° und 175°. Die Brinellhärte wurde mit einer 5-mm-Kugel bei einem Druck von 62,5 kg und einer Belastungsdauer von 30 Sek. gemessen[1]. Mit Ausnahme der bei 100° gealterten Proben, deren Größe nur jedesmal einen Eindruck zuließ, wurden zwei Werte gemessen, doch betrug der Unterschied zwischen den beiden Brinellzahlen nur in ganz vereinzelten Fällen mehr als eine Einheit. Die Ergebnisse sind in den Abb. 2 bis 4 zusammengestellt.

Auf die schon von zahlreichen Forschern festgestellten und auch hier bestätigten Gesetzmäßigkeiten über den Verlauf der Härte-Zeitkurven bei verschiedenen Legierungen mit steigendem Gehalt an Zusatzmetall und bei verschiedenen Alterungstemperaturen braucht nicht näher eingegangen zu werden. Zusammenfassend soll nur gesagt werden, daß bei 100° die Höchsthärte noch nicht nach 6wöchiger Alterungsdauer erreicht ist (Abb. 2), während bei 150° die Härte nach 5 bis 7 Tagen nicht mehr wesentlich wächst (Abb. 3) und bei 175° die Höchsthärte — je nach der Zusammensetzung — fast durchweg nach 1 bis etwa 5 St. erreicht ist (Abb. 4). Die Legierung 5 mit 0,45% Ag härtet bei 175° nicht; bei 100° und 150° ist ein geringer, aber einwandfreier Härteanstieg festzustellen. Daraus folgt, daß die Löslichkeit des Silbers, die wegen mangelnder Diffusion bei Temperaturen unter 200° nicht durch Gefügebeobachtung festgestellt werden konnte, unterhalb 150° kleiner als 0,45% Ag ist.

In den Legierungen mit 1 bis 6% Ag nimmt die erreichbare Höchsthärte stärker zu als die Ausgangshärte nach dem Abschrecken, in den silberreicheren Legierungen weniger stark. Den größten Vergütungseffekt (prozentuale Härtesteigerung) weist nach Abb. 5 eine Legierung mit etwa 6% Ag auf. Die Härtesteigerungen beim Altern bei 150° sind wesentlich höher, als die von Kroll durch Altern bei 130° gefundenen (s. o.). Die Alterung einer Legierung mit 6,3% Ag bei 160° erreichte nach Kroll 100%, gemessen an der Bruchfestigkeit. Die gün-

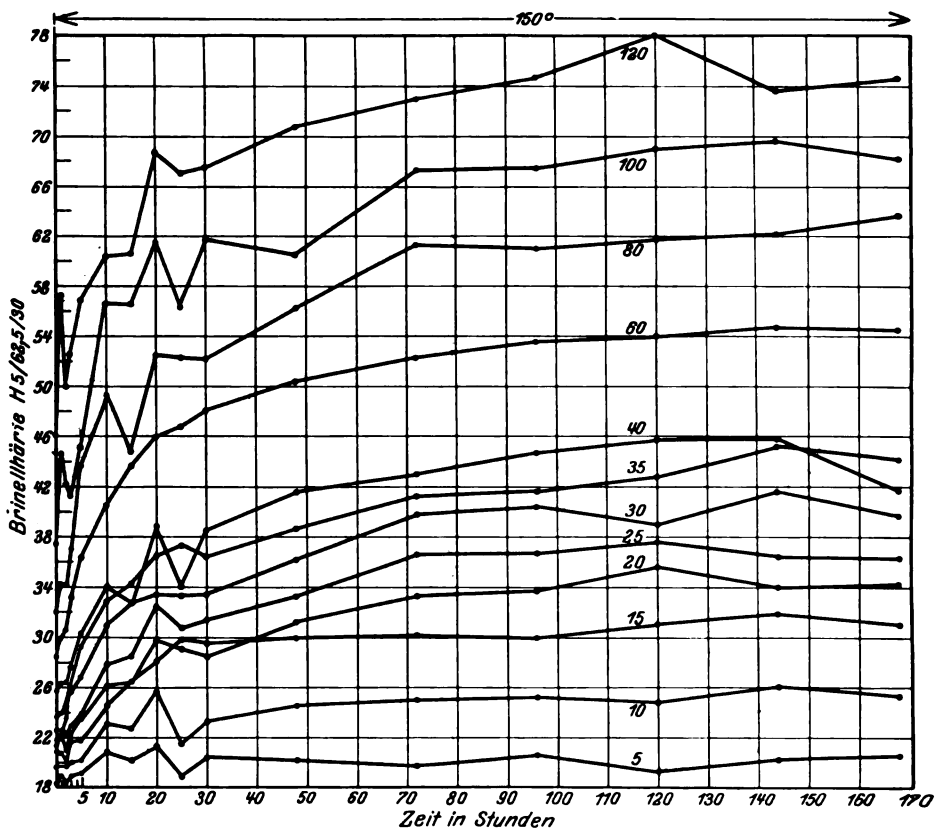


Abb. 3. Härtezunahme von Silber-Aluminium-Legierungen durch Altern bei 150°.

[1] Dem Institut ist von der Firma Losenhausenwerk, Düsseldorf, freundlicherweise eine 3000-kg-Kugeldruckprüfmaschine mit einem $^1/_{10}$-Laufgewicht zur Verfügung gestellt.

Digitized by Google

stigste Alterungstemperatur der reinen Silber-Aluminium-Legierungen liegt also offenbar bei 150° bis 160°.

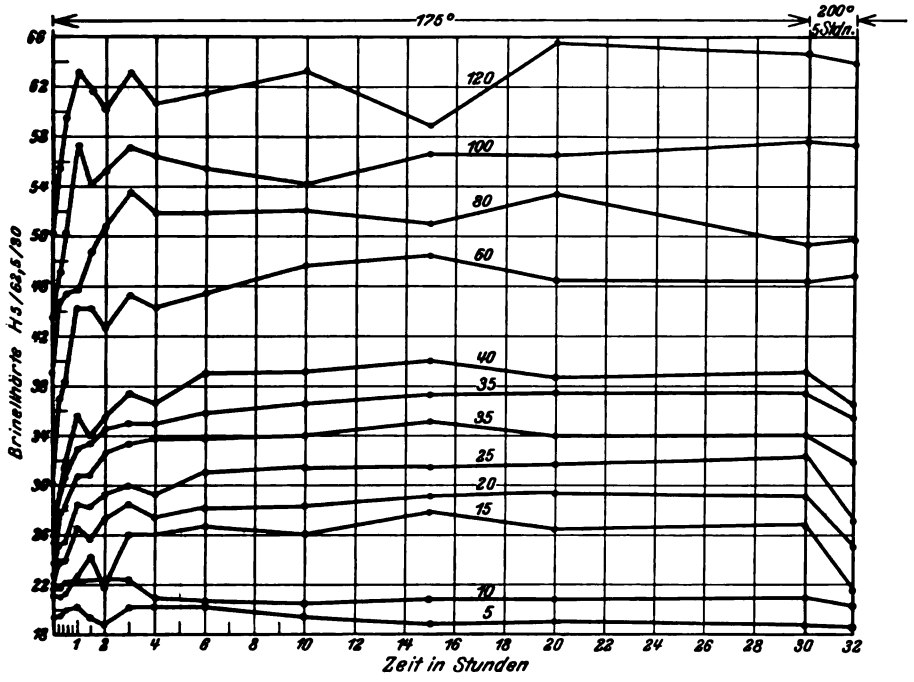


Abb. 4. Härtezunahme von Silber-Aluminium-Legierungen durch Altern bei 175°.

In Abb. 6 ist die Härte nach verschiedenen Wärmebehandlungen in Abhängigkeit von der Konzentration dargestellt. Die obere und untere Kurve schließen den Härtebereich ein, in welchem die Härte durch verschiedene Wärmebehandlung zu verändern ist. Die Härte der bei 100° gehärteten Legierungen ist nicht eingezeichnet,

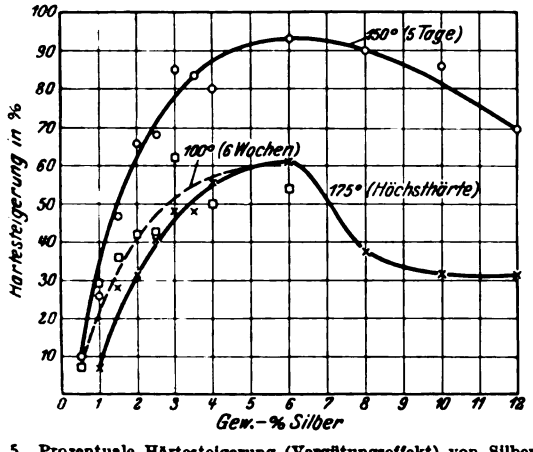


Abb. 5. Prozentuale Härtesteigerung (Vergütungseffekt) von Silber-Aluminium-Legierungen nach Alterung bei verschiedenen Temperaturen.

da sie praktisch mit der 175°-Kurve zusammenfällt. Bemerkenswert ist, daß die Härte der bei 200° angelassenen Legierungen nach 32tägigem Glühen noch ziemlich hoch ist.

Die Absolutwerte der Härte, sowohl der geglühten als der gealterten Silber-Aluminium-Legierungen, bleiben weit hinter der Härte der Kupfer-Aluminium-Legierungen mit gleichem Kupfergehalt (in Gewichts- wie auch in Atomprozenten) zurück. Neben der verschiedenen spezifischen Wirkung der beiden Zusatzmetalle ist dieses Verhalten in den stark voneinander abweichenden Konstitutionsverhältnissen (Löslichkeit, Zusammensetzung der härtenden Verbindung) begründet.

Herrn Kurt Scharfenort (Ingenieur-Nothilfe) bin ich für die Ausführung der Härtemessungen zu Dank verpflichtet.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sei für die Unterstützung der Untersuchung besonders gedankt.

Zusammenfassung.

Der zeitliche Verlauf der Härtung von 12 abgeschreckten Silber-Aluminium-Legierungen mit 0,5 bis 12% Ag wurde bei Alterungstemperaturen von 100°, 150° und 175° gemessen. Eine Legierung mit etwa 6% Ag zeigt den größten Vergütungseffekt. Die günstigste Alterungstemperatur liegt nahe bei 150°.

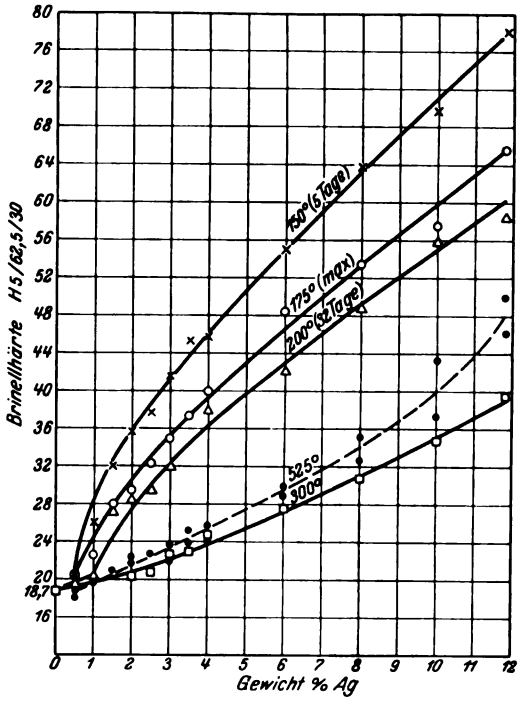


Abb. 6. Brinellhärte von Silber-Aluminiumlegierungen nach verschiedenen Wärmebehandlungen.

Zeichenerklärung zu Abb. 6:
- – – • – – 5 St. bei 525° gegl. und abgeschr.,
- —□— 45 St. bei 537° gegl. und abgeschr. und darauf 5 Tage bei 300° ± 5° gegl. und abgeschr.,
- —△— gealtert bei 200°,
- —○— gealtert bei 175°,
- – – × — gealtert bei 150°.

Digitized by Google

Der Einfluß von Kohlenstoff, Mangan und Silizium auf das Wachsen des Gußeisens.

Von **O. Bauer** und **K. Sipp**[1].

A. Einleitung.

Unsere gesamten technischen Eisen-Kohlenstoff-Legierungen sind in dem Zustand, in dem sie ihre wertvollsten Eigenschaften entfalten, eigentlich instabil. Sie streben alle dem stabilen Gleichgewicht Ferrit-Graphit zu; nur ist der Grad der Instabilität je nach der Art des Eisens sehr verschieden.

Bereits gewisse hochgekohlte Stahlsorten neigen dazu, unter dem Einfluß höherer Temperaturen Temperkohle bzw. Graphit auszuscheiden; viel größer ist diese Neigung bei unseren technischen Gußeisensorten, da hier die Vorbedingungen für eine Aufspaltung des Zementits bzw. für eine Ausscheidung elementaren Kohlenstoffs aus der festen Lösung erheblich günstiger liegen; zunächst ist der Gesamtkohlenstoff höher; dann hat Gußeisen stets einen beträchtlichen Siliziumgehalt — daß Silizium das wirksamste Mittel zur Förderung der Graphitausscheidung ist, ist seit langer Zeit bekannt —, und schließlich sind in grauem Gußeisen bereits Graphitblätter vorhanden, die wie Keime wirken.

Die Aufspaltung des freien oder im Perlit enthaltenen Zementits, sowie die Ausscheidung der Temperkohle aus der festen Lösung geht unter Volumenzunahme vor sich; das Gußeisen „wächst", wie die Praxis sagt.

Man hat diesem „Wachsen des Gußeisens", das man ja bereits seit langer Zeit vom Temperprozeß her kannte, praktisch keine besondere Aufmerksamkeit geschenkt, da es sich beim Tempern während des Herstellungsprozesses abspielt und das fertige Konstruktionsstück dadurch nicht weiter in Mitleidenschaft gezogen wird.

Erst als die Anforderungen an das Gußeisen bezüglich seiner Temperaturbeständigkeit, namentlich im Dampfturbinenbau, immer größer wurden und die fertigen Gehäuse im Betriebe lange Zeit Temperaturen bis zu 400° und höher ausgesetzt werden mußten, machte es sich störend bemerkbar und führte bereits vielfach zu großen wirtschaftlichen Schädigungen.

Die Forschung hat sich mit der Erscheinung der Volumenzunahme des Gußeisens bereits eingehend beschäftigt[2], ohne daß es jedoch gelungen wäre, alle Umstände, die auf das „Wachsen" von Einfluß sind, restlos zu erfassen und in ihrer gegenseitigen Auswirkung aufeinander eindeutig zu bestimmen.

Soweit sich zur Zeit übersehen läßt, handelt es sich beim „Wachsen des Gußeisens" im wesentlichen um zwei, an sich völlig verschiedene Vorgänge, die jedoch in der Praxis meist nebeneinander hergehen und in der einschlägigen Literatur vielfach miteinander verwechselt werden.

Der primäre Vorgang ist der Zerfall des Karbids in seine beiden Komponenten Graphit und Ferrit bzw. die Ausscheidung des Graphits oder der Temperkohle aus der festen Lösung (Austenit). Die dadurch bedingte Volumenzunahme ist nicht sehr erheblich; sie beträgt für ein Gußeisen mit 0,9% gebundenem Kohlenstoff im Höchstfalle etwa 0,98%[1]. Die Ausscheidung des Graphits, der sich meist an die bereits vorhandenen Graphitblätter anlagert, verursacht jedoch eine Auflockerung des Gefüges, die wieder die Vorbedingung für den sekundären Vorgang des Wachsens infolge Oxydation und Korrosion des Eisens und der im Eisen enthaltenen Fremdstoffe (Silizium usw.) ist[2]. Dieses sekundäre Wachsen kann unter Umständen erheblich größere Ausmaße (bis zu mehreren Prozenten) annehmen als das primäre. Für das sekundäre Wachsen sind in erster Linie die Betriebsverhältnisse ausschlaggebend, die naturgemäß je nach der Art des Betriebes starken Schwankungen unterworfen sind und bei Versuchen im kleinen Maßstab kaum jemals den Verhältnissen im großen angepaßt werden können. Für die Praxis bleibt nach obigen Ausführungen zunächst das wichtigste Ziel, ein Gußeisen zu finden, das gegenüber dem primären Vorgang der Aufspaltung des Karbids

---

[1] Original: Die Gießerei Bd. 15, Nr. 41, S. 1018; Nr. 42, S. 1047. 1928.

[2] In der Arbeit: „Das Wachsen des Gußeisens" von K. Sipp und F. Roll (Gieß.-Zg. 1927, Heft 9 und 10) findet sich eine sehr vollständige Zusammenstellung und kurze Besprechung der Arbeiten (bis 1926), die sich mit obigen Fragen beschäftigen; wir konnten daher davon absehen, hier nochmals diese bereits veröffentlichten Arbeiten aufzuzählen.

Einige neuere Arbeiten mögen hier noch erwähnt werden.

R. R. Kennedy und G. J. Oswald: Verzögerung des Wachsens von Gußeisen durch P und Ti. Rev. Fond. Mod. Bd. 21, S. 415, 25. Oktober 1927.

Der Einfluß verschiedener Legierungselemente auf das Wachsen von Gußeisen bei wiederholtem Erhitzen. Trans. Am. Found. Assoc. Bd. 34, S. 871. 1927; siehe auch Stahleisen 1927, S. 140.

C. Bennedicks und H. Löfqist: Das Wachsen von Gußeisen. Iron Steel Inst. Bd. 115, S. 603. 1927; siehe auch Stahleisen 1927, S. 1408. Jernk Ann. Bd. 111, Nr. 7, S. 353. 1927.

R. R. Higgins: Die Längenänderung von Gußeisen bei wiederholtem Erwärmen und Abkühlen zwischen 15 und 600°. Carn. Schol. Mem. Bd. 15, S. 217. 1926.

F. Wüst und O. Leihener: Beitrag zur Frage des Wachsens von Gußeisen. Forsch.-Arb. Ing. Nr. 259, S. 92. 1927.

W. Schwinning und H. Flößner: Über das Wachsen von Gußeisen. Stahleisen 1927, S. 1075. Ber. Werkst. Ausschuß Nr. 103, 1927, V. Eisenhüttenl.

J. W. Donaldson: Wärmebehandlung und das Wachsen von Gußeisen. Foundry Tr. J. Bd. 35, Nr. 548, S. 143 und Nr. 549, S. 167. 1927.

J. H. Andrew: Wachsen des Gußeisens bei wiederholter Erhitzung. The Foundry, 15. Dezember 1927, S. 959—961 und 975.

Vortrag Amer. Foundrymen's Association (Sonderheft), 6. Juni 1927.

[1] Diese Zahl errechnet sich nach Wüst und Leihener unter Zugrundelegung des spez. Gewichts des α-Eisens = 7,86, des Zementits = 7,82 und des Graphits bzw. der Temperkohle = 1,8.

[2] Von verschiedenen Seiten ist schließlich noch darauf hingewiesen worden, daß vielleicht auch der Druck der im Gußeisen eingeschlossenen Gase eine Volumenzunahme bedingen könnte. Ein einwandfreier, durch das Experiment nachgewiesener Beweis für diese Hypothese ist bisher jedoch noch nicht erbracht. Literaturangaben hierzu finden sich ebenfalls in der Arbeit von Sipp und Roll.

Digitized by Google

bzw. der Ausscheidung von Temperkohle aus der festen Lösung möglichst unempfindlich ist.

In der Sitzung des Unterausschusses für Gußeisen am Mittwoch, den 25. August 1926, in Berlin legten wir einen sich in obiger Richtung bewegenden Arbeitsplan vor; derselbe wurde vom Unterausschuß gebilligt und gelangte mit einigen, sich im Laufe der Arbeit als notwendig herausgestellten Abänderungen zur Durchführung.

B. Arbeitsplan.

„Nach dem heutigen Stande unserer Erkenntnis beeinflussen in erster Linie Kohlenstoff, Silizium und Mangan das Wachsen des Gußeisens.

Je höher der Siliziumgehalt ist, um so mehr neigt das Karbid dazu, aufzuspalten. Hoher Mangangehalt soll diese Neigung abmindern. Das Verhältnis zwischen Silizium und Mangan wird daher bei gleich hohem Kohlenstoffgehalt von maßgebendem Einfluß auf das Verhalten des Gußeisens bei hohen Temperaturen sein. Unzweifelhaft werden auch Phosphor und Schwefel, unter Umständen auch andere Stoffe (z. B. Nickel) das Verhalten beeinflussen. Um jedoch den Arbeitsplan nicht ins Uferlose auszudehnen, ist zunächst beabsichtigt, lediglich den Einfluß von Kohlenstoff, Mangan und Silizium zu studieren.

Folgende Gehalte an Kohlenstoff, Mangan und Silizium sollen angestrebt werden:

Kohlenstoff %	Mangan %	Silizium %
2,5	0,5	0,5
3,0	1,0	1,0
3,5	1,5	1,5
		2,0
		3,0

Diese Gehalte untereinander variiert ergeben die in nachfolgender Zahlentafel 1 aufgeführten 45 verschiedenen Schmelzen:

Zahlentafel 1.

Nr.	Kohlenstoff %	Mangan %	Silizium %	Nr.	Kohlenstoff %	Mangan %	Silizium %
1	2,5	0,5	0,5	24	3	1,0	2,0
2	2,5	0,5	1,0	25	3	1,0	3,0
3	2,5	0,5	1,5	26	3	1,5	0,5
4	2,5	0,5	2,0	27	3	1,5	1,0
5	2,5	0,5	3,0	28	3	1,5	1,5
6	2,5	1,0	0,5	29	3	1,5	2,0
7	2,5	1,0	1,0	30	3	1,5	3,0
8	2,5	1,0	1,5	31	3,5	0,5	0,5
9	2,5	1,0	2,0	32	3,5	0,5	1,0
10	2,5	1,0	3,0	33	3,5	0,5	1,5
11	2,5	1,5	0,5	34	3,5	0,5	2,0
12	2,5	1,5	1,0	35	3,5	0,5	3,0
13	2,5	1,5	1,5	36	3,5	1,0	0,5
14	2,5	1,5	2,0	37	3,5	1,0	1,0
15	2,5	1,5	3,0	38	3,5	1,0	1,5
16	3	0,5	0,5	39	3,5	1,0	2,0
17	3	0,5	1,0	40	3,5	1,0	3,0
18	3	0,5	1,5	41	3,5	1,5	0,5
19	3	0,5	2,0	42	3,5	1,5	1,0
20	3	0,5	3,0	43	3,5	1,5	1,5
21	3	1,0	0,5	44	3,5	1,5	2,0
22	3	1,0	1,0	45	3,5	1,5	3,0
23	3	1,0	1,5				

Der Phosphor- und Schwefelgehalt soll bei allen Schmelzen möglichst gleich und möglichst niedrig gehalten sein.

Zum Vergleich wurde noch eine weitere Schmelze mit möglichst hohem Mangangehalt (etwa 4% Mn) hergestellt, die die Nr. 46 erhielt. Von jeder Gattierung ist eine Probeplatte zu gießen, aus der die Stäbe für die Glühversuche herausgearbeitet werden.

Die Stäbe sind bei verschiedenen Temperaturen und verschiedenen Zeiten im Muffelofen zu glühen und die dabei auftretenden Längenänderungen nach dem Abkühlen auf Zimmerwärme zu messen. Das Kleingefüge ist vor und nach der Glühung festzustellen."

C. Durchführung der Versuche.

a) Das Schmelzen der Legierungen und das Vergießen der Probeplatten.

Die Schmelzung wurde im Tiegelofen mit Koksfeuerung vorgenommen. Als Einsatzstoffe standen Hämatitroheisen, Silbereisen und Stahl zur Verfügung, die entsprechend der jeweiligen Soll-Analyse gattiert wurden. Als Zusatz wurde Ferro-Mangan (75%) und Ferro-Silizium (40 bis 50%) verwandt. Der Tiegelinhalt war so bemessen, daß er zum Vergießen aller fünf Gattierungen jeder Reihe (siehe Zahlentafel 1) ausreichte; dabei wurde so verfahren, daß zunächst die jeweilige Grundschmelze (mit dem niedrigsten Siliziumgehalt) bei etwa 1400° vergossen wurde, darauf wurden die zur Steigerung des Siliziumgehaltes erforderlichen Zusätze gemacht, der Tiegel wieder eingesetzt, auf etwa 1400° erwärmt und vergossen, und so fort, bis die letzte Schmelze der Reihe mit dem höchsten Siliziumgehalt vergossen war.

Von jeder Schmelze wurde zunächst je eine Platte von 250×220×30 mm (Abb. 1, Form *a*) in getrockneter kalter Form normaler Art vergossen.

Bei solchen Gattierungen, bei denen dabei weißes oder meliertes Gefüge zu erwarten war, wurde, um graues Gefüge zu erhalten, die Form entsprechend vorgewärmt[1].

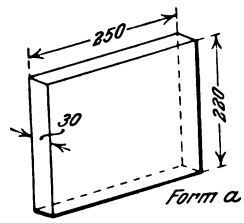


Abb. 1. Platten.

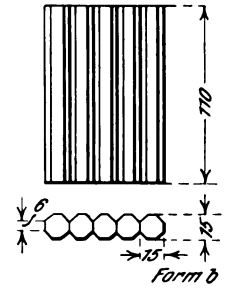


Abb. 2. Kerbplatten.

Um ferner einen Anhalt für den Einfluß der Gefügeausbildung auf das „Wachsen" des Gußeisens zu gewinnen, wurde noch ohne Rücksicht darauf, ob das Gefüge grau oder weiß ausfällt, aus der ersten und letzten Gattierung jeder der neun Versuchsreihen je eine gekerbte Platte nach Abb. 2 (Form *b*) in getrockneter kalter Form gegossen. Platte (Form *a*) und gekerbte Platte (Form *b*) wurden jeweils unmittelbar

[1] Die Vorwärmetemperaturen sind in Zahlentafel 2, Spalte 6 angegeben.

Digitized by Google

hintereinander abgegossen. Die vergossenen Stücke erkalteten in der Form und wurden danach herausgenommen und oberflächlich gereinigt.

b) Chemische Zusammensetzung der erschmolzenen Platten.

Zur Feststellung, ob die Soll-Gehalte bezüglich der Kohlenstoff-, Silizium- und Mangangehalte eingehalten waren, wurde jede Platte auf ihre Zusammensetzung hin untersucht. Die Analysenergebnisse sind in Zahlentafel 2 zusammengestellt. Zum Vergleich sind die Soll-Gehalte daneben gestellt. In Spalte 5 der Zahlentafel 2 finden sich Angaben darüber, welche Platten (Form *a*, Abb. 1 und Form *b*, Abb. 2) von jeder Legierung gegossen bzw. für die später zu beschreibenden „Wachsversuche" verwendet wurden. Die Spalte 6 gibt an, auf welche Temperaturen die Formen für das Gießen einzelner Platten (nach Form *a*) vorgewärmt waren.

In Abb. 3 sind die Analysenergebnisse graphisch aufgetragen. Die Analysen zeigen gegenüber den Soll-Gehalten zwar einige unvermeidliche Schwankungen; im allgemeinen entsprechen sie jedoch den geforderten Bedingungen. Die gegossenen Probeplatten wurden daher für die nachfolgend beschriebenen Versuche verwandt.

Zahlentafel 2. Chemische Zusammensetzung der erschmolzenen Platten.

1	2	3			4					5		6
Reihe	Nr. der Schmelze	Soll-zusammensetzung			Analytisch gefundene Zusammensetzung					Gegossen wurden Platten nach		Vorwärmung der Form a vor dem Guß auf
		C %	Si %	Mn %	C %	Si %	Mn %	P %	S %	Abb. 1	Abb. 2	
I	1	2,5	0,5	0,5	erstarrte völlig „weiß"					wurde für die Versuche nicht verwendet		
	2	2,5	1,0	0,5	2,35	1,25	0,46	—	—	Form a	—	etwa 70°
	3	2,5	1,5	0,5	—	1,76	—	—	—	„	—	—
	4	2,5	2,0	0,5	2,23	2,37	0,45	—	—	„	—	—
	5	2,5	3,0	0,5	2,13	2,89	0,44	0,19	0,026	„	zerbrochen	—
II	6	2,5	0,5	1,0	2,61	0,79	0,89	0,22	0,032	weiß erstarrt	zerbrochen	etwa 200°
	7	2,5	1,0	1,0	2,58	1,38	0,70	—	—	Form a	—	—
	8	2,5	1,5	1,0	2,55	1,87	0,60	—	—	„	—	—
	9	2,5	2,0	1,0	2,50	2,35	0,51	—	—	„	—	—
	10	2,5	1,0	1,0	2,44	2,80	0,82	0,17	0,026	„	Form b	—
III	11	2,5	0,5	1,5	2,99	0,69	1,40	0,13	0,028	weiß erstarrt	zerbrochen	etwa 210°
	12	2,5	1,0	1,5	2,90	1,02	1,38	—	—	Form a	Form b	—
	13	2,5	1,5	1,5	2,80	1,44	1,36	—	—	„	—	—
	14	2,5	2,0	1,5	2,75	1,78	1,34	—	—	„	—	—
	15	2,5	3,0	1,5	2,71	2,26	1,32	0,16	0,026	„	Form b	—
IV	16	3,0	0,5	0,5	3,24	0,56	0,42	0,27	0,030	Form a	Form b	etwa 300°
	17	3,0	1,0	0,5	3,10	0,95	0,40	—	—	„	—	—
	18	3,0	1,5	0,5	3,05	1,56	0,38	—	—	„	—	—
	19	3,0	2,0	0,5	2,99	1,99	0,34	0,25	0,022	„	—	—
	20	3,0	3,0	0,5	3,15	3,13	0,58	0,23	0,030	„	Form b	—
V	21	3,0	0,5	1,0	3,30	0,64	0,87	0,19	0,036	Form a	verloren	etwa 300°
	22	3,0	1,0	1,0	3,20	1,03	0,87	—	—	„	—	—
	23	3,0	1,5	1,0	3,15	1,45	0,85	—	—	„	—	—
	24	3,0	2,0	1,0	3,08	1,79	0,84	—	—	„	—	—
	25	3,0	3,0	1,0	2,91	2,41	0,83	0,18	0,030	„	zerbrochen	—
VI	26	3,0	0,5	1,5	3,34	0,65	1,77	0,18	0,032	Form a	zerbrochen	etwa 300°
	27	3,0	1,0	1,5	3,28	1,09	1,73	—	—	„	—	—
	28	3,0	1,5	1,5	3,27	1,52	1,70	—	—	„	—	—
	29	3,0	2,0	1,5	3,19	1,98	1,66	—	—	„	—	—
	30	3,0	3,0	1,5	3,16	2,84	1,63	0,19	0,028	„	Form b	—
VII	31	3,5	0,5	0,5	3,44	0,47	0,46	0,18	0,028	Form a	—	etwa 270°
	32	3,5	1,0	0,5	3,25	1,05	0,43	—	—	„	Form b	—
	33	3,5	1,5	0,5	3,08	1,58	0,40	—	—	„	—	—
	34	3,5	2,0	0,5	3,30	2,04	0,47	—	—	„	—	—
	35	3,5	3,0	0,5	3,52	2,54	0,54	—	—	„	Form b	—
VIII	36	3,5	0,5	1,0	3,32	0,55	0,97	0,21	0,028	—	zerbrochen	etwa 310°
	37	3,5	1,0	1,0	3,28	1,01	—	—	—	Form a	—	—
	38	3,5	1,5	1,0	3,26	1,25	0,97	—	—	„	—	—
	39	3,5	2,0	1,0	3,18	2,01	—	—	—	„	—	—
	40	3,5	3,0	1,0	3,50	2,70	0,97	—	—	„	zerbrochen	—
IX	41	3,5	0,5	1,5	3,57	0,65	1,45	0,11	0,020	—	Form b	etwa 290°
	42	3,5	1,0	1,5	3,49	1,14	1,40	—	—	Form a	—	—
	43	3,5	1,5	1,5	3,40	1,56	1,35	—	—	„	—	—
	44	3,5	2,0	1,5	3,31	2,00	1,32	—	—	„	—	—
	45	3,5	3,0	1,5	3,22	2,68	1,25	0,10	0,020	„	Form b	—
—	46	—	—	—	3,10	1,80	4,05	0,10	0,025	Form a	Form b	—

Digitized by Google

c) Vorbereitung der Proben für die Glühversuche und Messung der Längenänderung.

Aus den Platten (Abb. 1, Form *a*) wurden Rundstäbe von 100 mm Länge und 15 mm Durchmesser herausgearbeitet. Um den Einfluß der schnelleren Abkühlung der Oberfläche auszuschalten, wurden die Stäbe stets aus dem mittleren Teil der Platten entnommen.

Die gekerbten Platten nach Form *b* (Abb. 2) wurden an den Kerben durchgebrochen. An den auf diese Weise erhaltenen Sechskantstäben blieb die Gußhaut an den vier restlichen Flächen erhalten.

Die Herrichtung der Stäbe für die Längenmessungen vor und nach den Glühungen geht aus Abb. 4 hervor. Die Stäbe wurden in der Längsachse eingebohrt; in die Bohrung (1,75 mm ⌀) wurden zunächst Silberpfropfen eingestaucht. Vorversuche ergaben jedoch, daß sich Silberpfropfen nicht bewährten, da sie beim Glühen aus der Bohrung

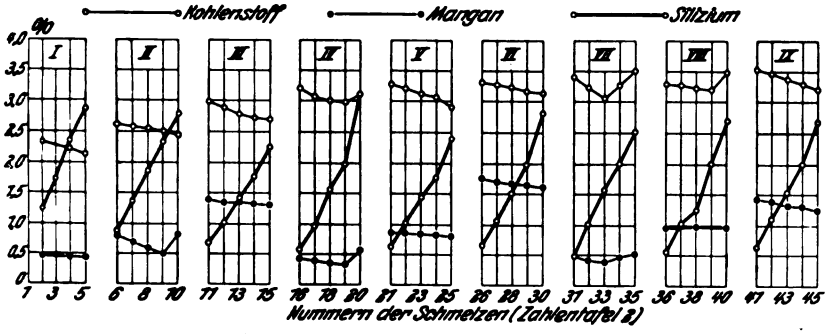


Abb. 3. Chemische Zusammensetzung der erschmolzenen Platten.

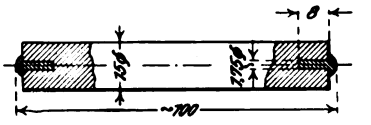


Abb. 4. Rundstab für den Glühversuch vorbereitet.

Zahlentafel 3. I. Glühstufe bei 450°. Rundstäbe (aus den Platten nach Abb. 1).

Reihe	Nr. der Schmelze	l_0 ursprüngliche Länge	l_1 Länge nach 40 Std. Glühung	Δ_1 $l_1 - l_0$		l_2 Länge nach 2×40 Std. Glühung	Δ_2 $l_2 - l_0$		l_3 Länge nach 3×40 Std. Glühung	Δ_3 $l_3 - l_0$		l_4 Länge nach 4×40 Std. Glühung	Δ_4 $l_4 - l_0$	
		mm	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%
I	2	104,20	104,23	0,03	0,03	104,24	0,04	0,04	—	—	—	—	—	—
	3	104,25	104,26	0,01	0,01	104,26	0,01	0,01	—	—	—	—	—	—
	4	104,19	104,20	0,01	0,01	104,35	0,16	0,15	104,41	0,22	0,21	104,45	0,26	0,25
	5	104,41	104,42	0,01	0,01	104,54	0,13	0,12	104,55	0,14	0,13	104,64	0,23	0,22
II	7	104,30	104,32	0,02	0,02	104,41	0,11	0,11	104,41	0,11	0,11	104,45	0,15	0,14
	8	104,23	104,24	0,01	0,01	104,38	0,15	0,14	104,42	0,19	0,18	104,45	0,22	0,21
	10	104,30	104,31	0,01	0,01	104,54	0,24	0,23	104,55	0,25	0,23	104,60	0,30	0,29
III	12	104,88	104,92	0,04	0,04	104,96	0,08	0,08	105,05	0,17	0,16	105,08	0,20	0,19
	13	104,36	104,40	0,04	0,04	—	—	—	104,55	0,19	0,18	104,63	0,27	0,26
	14	104,12	104,22	0,10	0,10	104,42	0,30	0,29	104,50	0,38	0,37	104,55	0,43	0,41
	15	104,32	104,39	0,07	0,07	104,57	0,25	0,24	104,61	0,29	0,28	104,72	0,40	0,38
IV	16	104,20	104,27	0,07	0,07	104,32	0,12	0,11	104,34	0,14	0,13	104,40	0,20	0,19
	17	104,59	104,66	0,07	0,07	104,69	0,10	0,10	104,79	0,20	0,19	104,80	0,21	0,21
	18	104,23	104,36	0,13	0,13	104,40	0,17	0,16	104,45	0,22	0,21	104,49	0,26	0,25
	19	104,22	—	—	—	104,38	0,16	0,15	104,43	0,21	0,20	104,50	0,28	0,27
	20	104,13	104,32	0,19	0,18	104,33	0,20	0,19	104,43	0,30	0,29	104,44	0,31	0,30
V	21	103,94	103,97	0,03	0,03	104,04	0,10	0,10	104,13	0,19	0,18	104,14	0,20	0,19
	22	104,23	104,25	0,02	0,02	104,35	0,12	0,12	104,44	0,21	0,20	104,44	0,21	0,20
	23	104,58	104,72	0,14	0,13	104,78	0,20	0,19	104,80	0,22	0,21	104,80	0,22	0,21
	24	103,90	103,97	0,07	0,07	104,15	0,25	0,24	104,20	0,30	0,29	104,23	0,33	0,32
	25	104,31	104,40	0,09	0,09	104,58	0,27	0,26	104,61	0,30	0,29	104,65	0,34	0,33
VI	26	104,12	104,21	0,09	0,09	104,22	0,10	0,10	104,24	0,12	0,12	104,25	0,13	0,12
	27	103,72	103,82	0,10	0,10	103,82	0,10	0,10	103,90	0,18	0,17	103,92	0,20	0,19
	28	103,70	103,88	0,18	0,17	104,00	0,30	0,29	104,09	0,39	0,38	104,10	0,40	0,39
	29	104,63	104,69	0,06	0,06	104,79	0,16	0,15	104,80	0,17	0,16	104,84	0,21	0,20
	30	104,16	104,25	0,09	0,09	104,25	0,09	0,09	104,30	0,14	0,13	104,33	0,17	0,16
VII	31	104,08	—	—	—	104,23	0,15	0,14	104,24	0,16	0,15	104,25	0,17	0,16
	32	104,26	104,28	0,02	0,02	104,36	0,10	0,10	104,45	0,19	0,18	104,49	0,23	0,22
	34	104,13	104,22	0,09	0,09	104,32	0,19	0,18	104,35	0,22	0,21	104,39	0,26	0,25
	35	104,25	104,31	0,06	0,06	104,33	0,08	0,08	104,49	0,24	0,23	104,57	0,32	0,31
VIII	37	104,06	104,08	0,02	0,02	104,15	0,09	0,09	104,16	0,10	0,10	104,25	0,19	0,18
	38	104,67	104,71	0,04	0,04	—	—	—	104,97	0,30	0,29	105,05	0,38	0,36
	39	104,25	104,34	0,09	0,09	104,45	0,20	0,19	104,64	0,39	0,37	104,68	0,43	0,41
	40	104,34	104,42	0,08	0,08	104,51	0,17	0,16	104,56	0,22	0,21	104,64	0,30	0,29
IX	42	103,95	103,99	0,04	0,04	104,05	0,10	0,10	104,11	0,16	0,15	104,11	0,16	0,15
	43	104,14	104,18	0,04	0,04	104,26	0,12	0,12	104,32	0,18	0,17	104,34	0,20	0,19
	44	104,14	104,21	0,07	0,07	104,28	0,14	0,13	104,31	0,17	0,16	104,34	0,20	0,19
	45	104,24	104,33	0,09	0,09	104,45	0,21	0,20	104,51	0,27	0,26	104,53	0,29	0,28
—	46	104,21	—	—	—	104,32	0,11	0,11	104,33	0,12	0,12	104,35	0,14	0,13

Digitized by Google

herausquollen; wir gingen daher zu Nickelpfropfen über, die sich sehr gut bewährten[1].

Bei einigen Kerbstäben, die weiß erstarrt waren und sich nicht bohren ließen, halfen wir uns dadurch, daß wir die Endflächen möglichst parallel schliffen und die Enden zur Verringerung der Oxydation in Asbest einpackten.

Für die Glühungen waren drei Temperaturstufen (450, 650 und 850° — näheres darüber siehe Abschnitt d) vorgesehen.

Die Längenmessungen der Stäbe wurden für die Glühstufe 450° mit einer Hommel-Meßmaschine vorgenommen, die Meßgenauigkeit betrug $^1/_{1000}$ mm. Für die Stufen 650 und 850° verwandten wir ein Mikrometerkaliber mit $^1/_{100}$ mm Meßgenauigkeit.

d) Durchführung der Glühungen.

I. Glühstufe bei 450°.

Das Glühen erfolgte in einem elektrisch geheizten Ofen, der so gebaut war, daß die Proben über ihre ganze Länge gleichmäßig erwärmt werden konnten. Die Temperaturunterschiede im benutzten Ofenraum betrugen im Höchstfall ±5°. Die Proben wurden kalt eingesetzt; nach etwa 1 St. war die Ofentemperatur von 450° erreicht, sie wurde mit Schwankungen, die sich um etwa ±15 bis 20° erstreckten, 4×40 St. aufrechterhalten.

Die Temperaturen wurden mittels eines geeichten Thermoelementes gemessen, dessen Lötstelle in der Mitte der um sie herumliegenden Proben lag.

Die Abkühlung nach jeder Glühung auf Zimmerwärme dauerte im allgemeinen 5 bis 7 St. 5 weitere Stunden lagerten alsdann die Proben in einem Raum mit möglichst geringen Temperaturschwankungen, worauf die Ausmessung vorgenommen wurde.

II. Glühstufe bei 650°.

Die Glühungen erfolgten in einem gasgeheizten Muffelofen. Die Glühzeiten betrugen hier 4×10 St. Die Temperaturunterschiede innerhalb des Ofenraumes betrugen höchstens ±10°. Im übrigen erfolgte die Abkühlung und Ausmessung (nach 10 St. Glühdauer) wie bei I.

[1] Das verschiedene Verhalten findet darin seine Erklärung, daß sich Silber und Eisen nicht legieren, während Nickel und Eisen leicht ineinander diffundieren und somit eine sichere Verbindung gewährleisten.

Zahlentafel 4. II. Glühstufe bei 650°. Rundstäbe (aus den Platten nach Abb. 1).

Reihe	Nr. der Schmelze	l_0 ursprüngliche Länge	l_1 Länge nach 10 Std. Glühung	Δ_1 $l_1 - l_0$		l_2 Länge nach 2×10 Std. Glühung	Δ_2 $l_2 - l_0$		l_3 Länge nach 3×40 Std. Glühung	Δ_3 $l_3 - l_0$		l_4 Länge nach 4×10 Std. Glühung	Δ_4 $l_4 - l_0$	
		mm	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%
I	2	102,15	102,35	0,20	**0,20**	102,45	0,30	**0,29**	102,55	0,40	**0,39**	102,65	0,50	**0,49**
	3	101,74	—	—	—	102,22	0,48	**0,47**	102,42	0,68	**0,67**	102,54	0,80	**0,79**
	4	101,74	102,27	0,53	**0,52**	102,57	0,83	**0,82**	102,71	0,97	**0,95**	102,91	1,17	**1,15**
	5	101,23	101,98	0,75	**0,74**	102,23	1,00	**0,99**	102,33	1,10	**1,09**	102,53	1,30	**1,28**
II	7	101,74	—	—	—	102,29	0,55	**0,54**	102,36	0,62	**0,61**	102,44	0,70	**0,69**
	8	101,32	101,79	0,47	**0,46**	—	—	—	102,02	0,70	**0,69**	102,18	0,86	**0,85**
	9	100,71	—	—	—	—	—	—	101,85	1,14	**1,13**	101,90	1,19	**1,18**
	10	101,20	102,20	1,00	**0,99**	102,46	1,26	**1,25**	102,50	1,30	**1,28**	102,58	1,38	**1,36**
III	12	101,70	102,01	0,31	**0,30**	102,06	0,36	**0,35**	102,10	0,40	**0,39**	102,40	0,40	**0,39**
	13	101,75	102,15	0,40	**0,39**	102,25	0,50	**0,49**	102,33	0,58	**0,57**	102,48	0,73	**0,72**
IV	16	101,97	102,21	0,24	**0,24**	102,32	0,35	**0,34**	102,37	0,40	**0,39**	102,38	0,41	**0,40**
	17	101,91	102,31	0,40	**0,39**	102,36	0,45	**0,44**	102,51	0,60	**0,59**	102,71	0,80	**0,79**
	18	101,10	—	—	—	—	—	—	—	—	—	102,30	1,20	**1,19**
	19	101,26	—	—	—	—	—	—	—	—	—	102,36	1,10	**1,09**
	20	100,83	—	—	—	—	—	—	—	—	—	102,93	2,10	**2,08**
V	21	101,40	—	—	—	101,60	0,20	**0,20**	101,70	0,30	**0,30**	101,90	0,50	**0,49**
	22	101,20	—	—	—	101,40	0,20	**0,20**	—	—	—	101,70	0,50	**0,49**
	24	101,40	—	—	—	101,90	0,50	**0,49**	102,20	0,80	**0,79**	102,40	1,00	**0,99**
	25	101,20	—	—	—	101,50	0,30	**0,30**	—	—	—	102,70	1,50	**1,48**
VI	26	104,15	—	—	—	104,30	0,15	**0,15**	104,50	0,35	**0,34**	104,57	0,42	**0,40**
	27	104,60	—	—	—	104,70	0,10	**0,10**	104,80	0,20	**0,19**	105,10	0,50	**0,48**
	28	103,90	—	—	—	—	—	—	—	—	—	104,50	0,60	**0,58**
	30	104,10	—	—	—	104,40	0,30	**0,29**	104,60	0,50	**0,48**	104,90	0,80	**0,77**
VII	32	104,75	—	—	—	104,05	0,30	**0,29**	105,20	0,45	**0,43**	105,35	0,60	**0,57**
	33	99,00	—	—	—	99,30	0,30	**0,30**	99,90	0,90	**0,90**	100,15	1,15	**1,16**
	34	104,38	—	—	—	104,73	0,35	**0,34**	105,15	0,77	**0,74**	105,55	1,17	**1,12**
	35	103,77	—	—	—	104,60	0,83	**0,81**	105,28	1,51	**1,46**	106,20	2,43	**2,34**
VIII	37	104,40	—	—	—	104,60	0,20	**0,19**	104,80	0,40	**0,38**	105,08	0,68	**0,65**
	38	104,20	—	—	—	104,50	0,30	**0,29**	104,60	0,40	**0,38**	105,00	0,80	**0,77**
	39	104,50	—	—	—	105,15	0,65	**0,62**	105,45	0,95	**0,91**	105,55	1,05	**1,00**
	40	103,80	—	—	—	104,25	0,45	**0,43**	104,66	0,76	**0,73**	104,96	1,16	**1,12**
IX	42	101,39	—	—	—	—	—	—	—	—	—	101,84	0,45	**0,45**
	45	101,30	—	—	—	101,60	0,30	**0,30**	101,70	0,40	**0,40**	102,29	0,99	**0,98**

Digitized by Google

III. Glühstufe bei 850°.

Die Glühungen wurden in der gleichen Weise wie bei II. durchgeführt. Die Glühdauer betrug wieder 4×10 St. Die Temperaturunterschiede innerhalb des Ofenraumes waren hier jedoch etwas größer; sie betrugen etwa ±20°. Nach 10 St. Glühdauer wurden die Proben wiederum ausgemessen.

Für die Glühstufe II bei 650° waren außerdem noch Vakuum-Glühversuche vorgesehen. Die Probestäbe wurden hierbei in Bombenrohre aus Jenaer Glas eingeschmol-

Zahlentafel 5. III. Glühstufe bei 850°. Rundstäbe (aus den Platten nach Abb. 1).

Reihe	Nr. der Schmelze	l_0 ursprüngliche Länge	l_1 Länge nach 10 Std. Glühung	Δ_1 $l_1 - l_0$		l_2 Länge nach 2×10 Std. Glühung	Δ_2 $l_2 - l_0$		l_3 Länge nach 3×10 Std. Glühung	Δ_3 $l_3 - l_0$		l_4 Länge nach 4×10 Std. Glühung	Δ_4 $l_4 - l_0$	
		mm	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%
I	2	104,07	104,24	0,17	**0,16**	104,60	0,53	**0,51**	104,92	0,85	**0,82**	105,15	1,08	**1,04**
	3	104,34	104,66	0,32	**0,31**	104,97	0,63	**0,60**	105,21	0,87	**0,83**	105,48	1,14	**1,09**
	4	104,62	105,07	0,45	**0,43**	105,64	1,02	**0,97**	105,94	1,32	**1,26**	106,27	1,65	**1,58**
	5	104,36	105,02	0,66	**0,63**	105,69	1,33	**1,28**	106,25	1,89	**1,81**	106,77	2,41	**2,31**
II	7	104,32	104,61	0,29	**0,28**	104,89	0,57	**0,55**	105,23	0,91	**0,87**	105,49	1,17	**1,12**
	8	104,35	104,65	0,30	**0,29**	104,98	0,63	**0,60**	105,31	0,96	**0,92**	105,60	1,25	**1,18**
	9	104,15	104,58	0,43	**0,41**	105,04	0,89	**0,85**	105,51	1,36	**1,31**	106,08	1,83	**1,76**
	10	104,38	104,86	0,48	**0,46**	105,42	1,04	**0,99**	105,90	1,52	**1,46**	106,39	2,01	**1,89**
III	13	104,46	104,62	0,16	**0,15**	104,81	0,35	**0,34**	104,97	0,51	**0,49**	105,20	0,74	**0,71**
	14	104,28	104,49	0,21	**0,20**	104,64	0,36	**0,35**	104,84	0,56	**0,54**	105,03	0,75	**0,72**
	15	104,04	104,31	0,27	**0,26**	104,46	0,42	**0,40**	104,67	0,63	**0,61**	104,91	0,87	**0,84**
IV	16	104,38	104,68	0,30	**0,29**	104,74	0,36	**0,34**	104,98	0,60	**0,57**	105,19	0,81	**0,78**
	17	104,44	104,68	0,24	**0,23**	104,94	0,50	**0,48**	105,24	0,80	**0,77**	105,51	1,07	**1,02**
	18	104,07	104,47	0,40	**0,38**	105,11	1,04	**1,00**	105,62	1,55	**1,49**	106,06	1,99	**1,91**
	19	103,19	103,73	0,54	**0,52**	104,57	1,38	**1,34**	104,97	1,78	**1,73**	105,38	2,19	**2,12**
V	21	104,11	104,32	0,21	**0,20**	—	—	—	104,60	0,49	**0,47**	104,88	0,77	**0,74**
	22	103,92	104,09	0,17	**0,16**	104,25	0,33	**0,32**	104,50	0,58	**0,56**	104,81	0,89	**0,86**
	23	104,29	104,43	0,14	**0,13**	104,69	0,40	**0,38**	104,93	0,64	**0,61**	105,16	0,87	**0,85**
	24	104,08	104,35	0,27	**0,26**	104,76	0,68	**0,65**	105,10	1,02	**0,98**	105,35	1,27	**1,22**
	25	104,32	104,83	0,51	**0,49**	105,74	1,42	**1,36**	106,28	1,96	**1,88**	106,74	2,42	**2,32**
VI	26	103,86	104,02	0,16	**0,15**	104,13	0,27	**0,26**	104,46	0,60	**0,58**	104,72	0,86	**0,83**
	27	104,32	104,48	0,16	**0,15**	104,70	0,38	**0,36**	104,99	0,67	**0,64**	105,33	1,01	**0,97**
	28	104,27	104,45	0,18	**0,17**	104,66	0,39	**0,37**	104,92	0,65	**0,62**	105,20	0,93	**0,89**
	29	104,04	104,26	0,22	**0,21**	104,47	0,43	**0,41**	104,62	0,58	**0,56**	104,80	0,96	**0,92**
	30	103,90	104,18	0,28	**0,27**	104,40	0,50	**0,48**	104,61	0,71	**0,68**	104,87	0,97	**0,93**
VII	31	103,85	104,09	0,24	**0,23**	104,34	0,49	**0,47**	104,55	0,70	**0,67**	104,76	0,91	**0,88**
	32	104,02	104,25	0,23	**0,22**	104,66	0,64	**0,62**	104,91	0,89	**0,86**	105,13	1,11	**1,07**
	33	104,39	104,78	0,39	**0,37**	105,31	0,92	**0,88**	105,51	1,12	**1,07**	105,72	1,33	**1,27**
	34	103,87	104,41	0,54	**0,52**	104,89	1,02	**0,98**	105,13	1,26	**1,21**	105,45	1,58	**1,52**
	35	103,84	104,75	0,91	**0,88**	106,49	2,65	**2,55**	107,59	3,75	**3,61**	108,23	4,39	**4,23**
VIII	37	104,19	104,39	0,20	**0,19**	104,63	0,44	**0,42**	104,90	0,71	**0,68**	105,19	1,00	**0,96**
	38	104,04	104,25	0,21	**0,20**	104,64	0,60	**0,58**	104,94	0,90	**0,87**	105,37	1,33	**1,28**
	39	104,26	104,68	0,42	**0,40**	105,18	0,92	**0,88**	105,59	1,33	**1,28**	106,06	1,80	**1,73**
	40	103,39	104,01	0,62	**0,60**	105,18	1,79	**1,73**	106,44	3,05	**2,95**	107,33	3,94	**3,81**
IX	43	103.86	103,97	0,11	**0,10**	104,09	0,23	**0,22**	104,26	0,40	**0,38**	104,42	0,56	**0,54**
	44	103,91	104,08	0,17	**0,16**	104,29	0,38	**0,36**	104,51	0,60	**0,58**	104,79	0,88	**0,85**

Zahlentafel 6. Sechskantstäbe (aus den Platten nach Abb. 2).
I. Glühstufe bei 450°.

Reihe	Nr. der Schmelze	l_0 ursprüngliche Länge	l_1 Länge nach 40 Std. Glühung	Δ_1 $l_1 - l_0$		l_2 Länge nach 2×40 Std. Glühung	Δ_2 $l_2 - l_0$		l_3 Länge nach 3×40 Std. Glühung	Δ_3 $l_3 - l_0$		l_4 Länge nach 4×40 Std. Glühung	Δ_4 $l_4 - l_0$	
		mm	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%
II	10	112,63	112,76	0,13	**0,11**	112,85	0,22	**0,20**	112,88	0,25	**0,22**	112,94	0,31	**0,28**
III	15	114,20	114,20	0,00	—	114,30	0,10	**0,09**	114,33	0,13	**0,11**	114,39	0,19	**0,17**
IV	17	113,68	113,70	0,02	**0,02**	113,90	0,22	**0,19**	114,00	0,32	**0,28**	114,05	0,37	**0,33**
	20	113,18	113,25	0,07	**0,06**	113,35	0,17	**0,15**	113,38	0,20	**0,18**	113,43	0,25	**0,22**
VI	30	113,10	113,10	0,00	—	113,20	0,10	**0,09**	113,22	0,12	**0,11**	113,32	0,22	**0,19**
VII	32	113,95	114,00	0,05	**0,04**	114,22	0,27	**0,24**	114,32	0,37	**0,33**	114,39	0,44	**0,39**
	35	113,58	113,70	0,12	**0,11**	113,84	0,26	**0,23**	113,93	0,35	**0,31**	114,00	0,42	**0,37**
IX	45	112,69	112,69	0,00	—	112,78	0,09	**0,08**	112,85	0,16	**0,14**	112,97	0,28	**0,25**
	46	113,46	113,55	0,09	**0,08**	113,73	0,27	**0,24**	113,76	0,30	**0,27**	113,80	0,34	**0,30**

Digitized by Google

II. Glühstufe bei 650°.

Reihe	Nr. der Schmelze	l_0 ursprüngliche Länge	l_1 Länge nach 10 Std. Glühung	Δ_1 $l_1 - l_0$		l_2 Länge nach 2×10 Std. Glühung	Δ_2 $l_2 - l_0$		l_3 Länge nach 3×10 Std. Glühung	Δ_3 $l_3 - l_0$		l_4 Länge nach 4×10 Std. Glühung	Δ_4 $l_4 - l_0$	
		mm	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%
II	10	113,55	—	—	—	113,65	0,10	**0,09**	114,15	0,60	**0,53**	114,27	0,72	**0,63**
III	15	113,29	—	—	—	113,69	0,04	**0,04**	113,99	0,70	**0,62**	114,25	0,96	**0,85**
IV	17	115,01	—	—	—	115,10	0,09	**0,08**	115,15	0,14	**0,12**	115,30	0,29	**0,25**
	20	104,68	—	—	—	104,80	0,12	**0,11**	105,00	0,32	**0,31**	105,35	0,67	**0,64**
VI	30	110,66	—	—	—	110,90	0,24	**0,22**	110,95	0,29	**0,26**	111,06	0,40	**0,36**
VII	32	111,15	—	—	—	111,25	0,10	**0,09**	111,45	0,30	**0,27**	111,45	0,30	**0,27**
	35	111,44	—	—	—	111,24	0,20	**0,18**	111,64	0,20	**0,18**	112,14	0,70	**0,63**
IX	42	111,10	—	—	—	111,37	0,27	**0,24**	111,40	0,30	**0,27**	111,50	0,40	**0,36**
	45	109,80	110,10	0,30	**0,27**	110,34	0,54	**0,50**	110,44	0,64	**0,58**	110,70	0,90	**0,82**

III. Glühstufe bei 850°.

Reihe	Nr. der Schmelze	l_0 ursprüngliche Länge	l_1 Länge nach 10 Std. Glühung	Δ_1 $l_1 - l_0$		l_2 Länge nach 2×10 Std. Glühung	Δ_2 $l_2 - l_0$		l_3 Länge nach 3×10 Std. Glühung	Δ_3 $l_3 - l_0$		l_4 Länge nach 4×10 Std. Glühung	Δ_4 $l_4 - l_0$	
		mm	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%
II	10	80,16	80,66	0,50	**0,62**	81,08	0,92	**1,15**	81,43	1,27	**1,57**	81,93	1,77	**2,21**
IV	17	113,70	114,18	0,48	**0,42**	114,43	0,73	**0,64**	114,74	1,04	**0,91**	115,08	1,38	**1,21**
	20	113,74	114,62	0,88	**0,77**	115,34	1,60	**1,41**	115,86	2,12	**1,86**	116,68	2,94	**2,58**
VI	30	112,82	113,17	0,35	**0,31**	113,39	0,57	**0,51**	113,60	0,78	**0,69**	113,79	0,97	**0,86**
VII	32	113,65	114,13	0,48	**0,42**	114,53	0,88	**0,77**	114,94	1,29	**1,14**	115,25	1,60	**1,41**
	35	113,16	113,97	0,81	**0,72**	115,32	2,16	**1,91**	116,58	3,42	**3,02**	118,23	5,07	**4,48**
IX	45	114,37	114,61	0,24	**0,21**	114,76	0,39	**0,34**	114,90	0,53	**0,46**	115,08	0,71	**0,63**
—	46	113,20	113,51	0,31	**0,27**	113,63	0,43	**0,38**	113,83	0,63	**0,56**	113,97	0,77	**0,68**

zen, die vorher mittels einer Gaede-Pumpe evakuiert waren. Das Vakuum betrug anfangs 0,10 bis 0,15 mm Quecksilbersäule. Die Glühdauer betrug wieder 4×10 St. Beim Aufbrechen der Rohre zeigte es sich, daß das Vakuum im allgemeinen auf 10 mm Quecksilbersäule zurückgegangen war; es hatte also eine Gasabgabe aus den Gußeisenproben stattgefunden. Die Rohre mit den Probenummern 5, 15 und 20 (siehe Zahlentafel 2) waren nach der letzten 10stündigen Glühung gerissen; trotzdem zeigte keines der Probestäbchen Oxydation.

D. Ergebnisse der Glühversuche.

In den Zahlentafeln 3 bis 5 sind die Ergebnisse der Längenmessungen der Rundstäbe (aus den Platten nach Abb. 1) zusammengestellt. Zahlentafel 6 gibt die Längenänderungen der Sechskantstäbe (gekerbte Platten Abb. 2) und Zahlentafel 7 die Ergebnisse der Glühversuche im Vakuum wieder.

In den Zahlentafeln sind nur die Werte aufgenommen, die als einwandfrei angesehen werden konnten. Die vielen Lücken, namentlich in Zahlentafel 4 (Glühstufe bei 650°) deuten auf die mannigfachen, zu Anfang[1] zu überwindenden Schwierigkeiten hin[2]. Erst als diese überwunden waren, gelang es, zu einwandfreien Ergebnissen zu kommen. In den Abb. 5 bis 7 sind die Längenänderungen der Rundstäbe (Zahlentafel 3 bis 5) nach dem Glühen bei den verschiedenen Glühstufen graphisch aufgetragen. Der Maßstab für die Glühstufe I (450°) ist dabei doppelt so groß gewählt wie für die beiden höheren Glühstufen (II und III). Da die Glühungen mit den Sechskantstäben (Zahlentafel 6) in genau der gleichen Weise durchgeführt wurden wie mit den Rundstäben, so sind sie mit den erstgenannten Versuchen unmittelbar vergleichbar. Die Ergebnisse sind daher ebenfalls in die Abb. 5 bis 7, jedoch nicht durch Punkte, sondern durch Kreuze (+) gekennzeichnet, eingetragen; sie bilden eine wertvolle Ergänzung zu den Versuchen mit Rundstäben. Die Vakuumversuche (Zahlentafel 7) sind in Abb. 8 gesondert aufgetragen.

[1] Die Versuche wurden mit Glühstufe II (650°) begonnen.

[2] Auf die Ersetzung der anfangs verwendeten Silberpfropfen durch Nickelpfropfen wurde bereits hingewiesen.

Zahlentafel 7.

II. Glühstufe bei 650° im Vakuum (Abb. 8).

Reihe	Nr. der Schmelze	l_0 ursprüngliche Länge	l_1 Länge nach 40 Std. Glühung	Δ_1 $l_1 - l_0$	
		mm	mm	mm	%
I	2	105,65	105,80	0,15	**0,14**
	5	103,75	104,70	0,95	**0,92**
III	12	104,82	105,22	0,40	**0,38**
	15	104,29	105,00	0,71	**0,68**
IV	17	104,51	104,80	0,29	**0,28**
	20	104,66	105,60	0,94	**0,90**
VI	27	104,30	104,60	0,30	**0,29**
	30	104,11	104,50	0,39	**0,37**
VII	32	103,90	104,10	0,20	**0,19**
	35	104,68	105,30	0,62	**0,59**
IX	42	104,87	105,08	0,21	**0,20**
	45	104,80	105,40	0,60	**0,57**

Digitized by Google

Aus den Zahlentafeln 3 bis 5 und den graphischen Aufzeichnungen der Versuchsergebnisse (Abb. 5 bis 7) geht folgendes hervor:

Die Versuche bei 450° (Glühstufe I) geben noch kein klares Bild über den Einfluß der chemischen Zusammensetzung auf die Aufspaltung des Zementits. Da die Aufspaltung nicht nur eine Funktion der Temperatur, sondern auch der Zeit ist, so dürfte die Zeit von 4×40 St. zu kurz gewesen sein, um bei der an und für sich bei 450° noch unerheblichen Beweglichkeit der Moleküle zu einwandfreien Ergebnissen zu kommen[1].

Viel deutlicher schält sich bereits ein Einfluß der Zusammensetzung nach dem Glühen bei 650° (II. Glühstufe) und am deutlichsten und einwandfreisten nach dem Glühen bei 850° (III. Glühstufe) heraus, obgleich die Glühzeiten bei diesen beiden Stufen im Höchstfalle nur 4×10 St. betrugen.

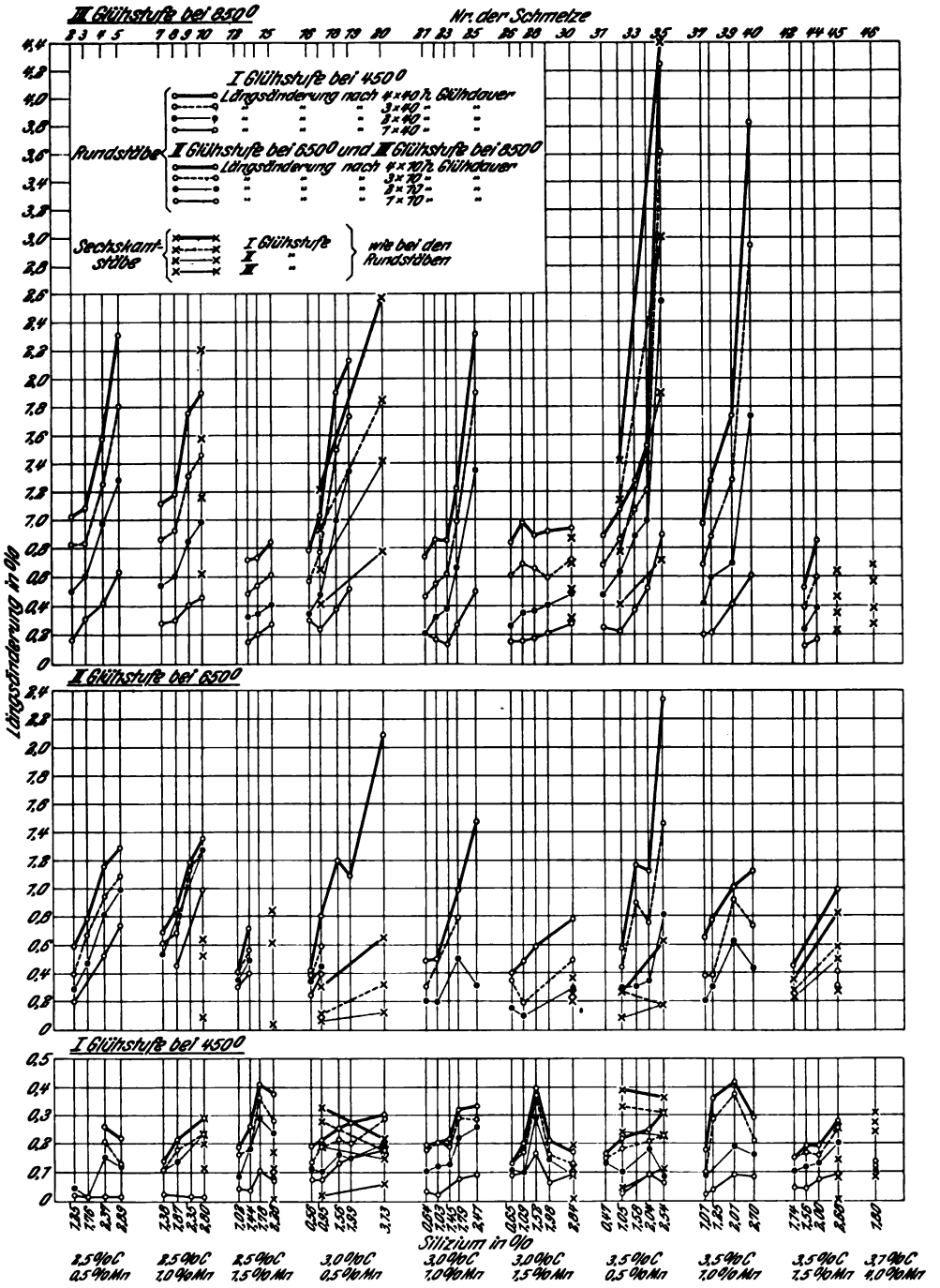


Abb. 5. Einfluß des Siliziums auf das Wachsen des Gußeisens.

Die Glühstufe bei 650° liegt unterhalb der Perlitumwandlung, während die Temperatur von 850° hoch darüber liegt. Ein grundsätzlicher Unterschied scheint nach unseren Versuchen zwischen der Volumenzunahme, die durch Aufspaltung des Zementits bedingt ist, und der durch Ausscheidung von Kohlenstoff aus der festen Lösung bedingten, nicht zu bestehen; quantitativ ist der Unterschied jedoch sehr erheblich.

[1] Hierzu ist zu bemerken, daß die Versuche im Betriebe neben den laufenden Betriebsaufgaben durchgeführt werden mußten, wodurch die Freiheit auf die zur Verfügung stehende Zeit nicht immer gegeben war.

Digitized by Google

In Abb. 5 sind die Proben in der gleichen Reihenfolge angeordnet wie in Zahlentafel 2 und Abb. 3, also in Reihen von je 5 bzw. je 4 Schmelzen mit steigenden Siliziumgehalten bei annähernd gleichem Kohlenstoff- und Mangangehalt.

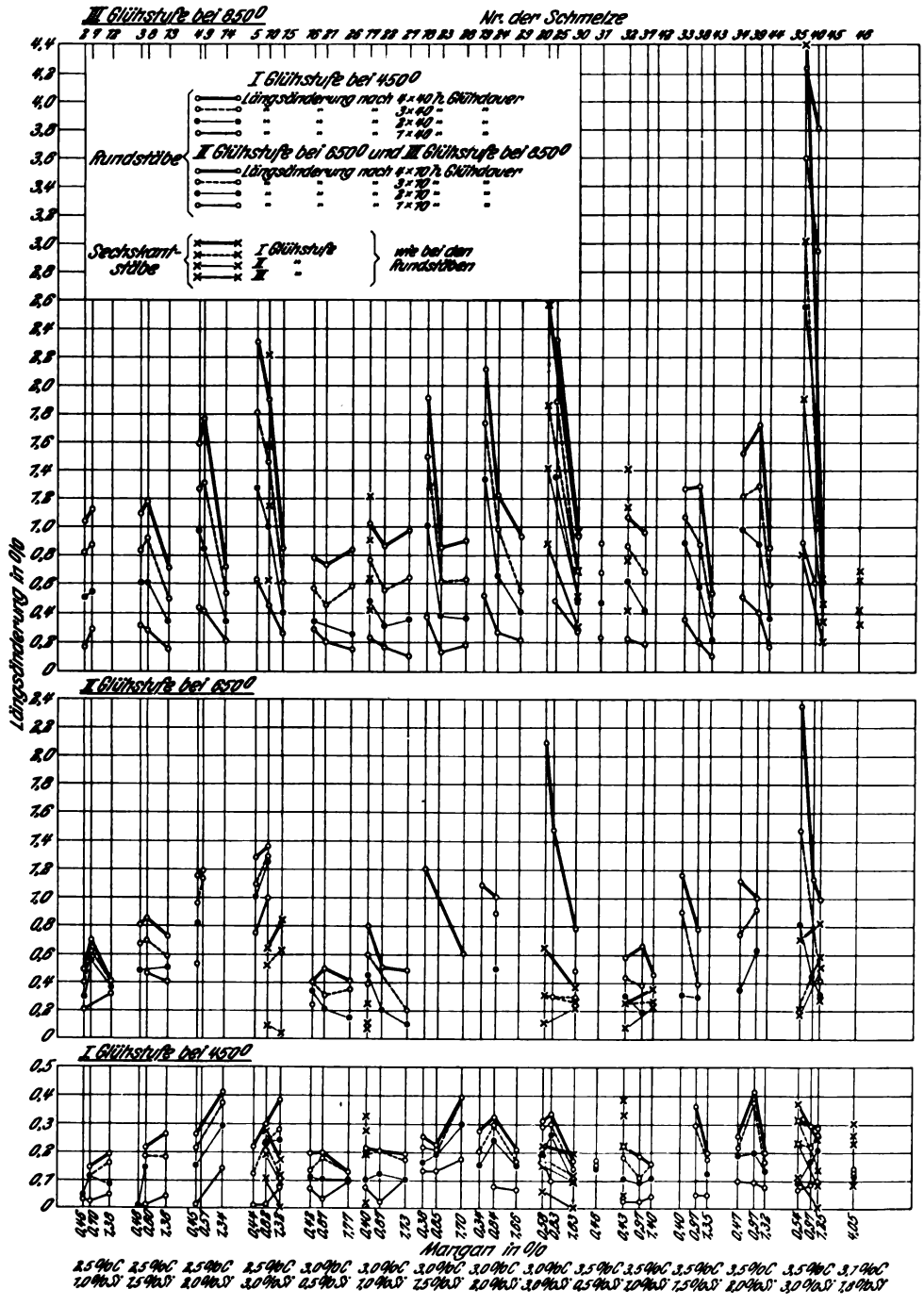


Abb. 6. Einfluß des Mangans auf das Wachsen des Gußeisens.

In Abb. 6 ist die Einordnung nach steigenden Mangangehalten und in Abb. 7 nach steigenden Kohlenstoffgehalten getroffen. Die jeweiligen Längenänderungen sind in Prozenten aufgetragen. Zunächst ist zu bemerken, daß die Längenzunahmen der Probestäbe bei den höheren Glühstufen (650 und 850°) namentlich bei den Stäben mit höheren Siliziumgehalten den theoretisch errechenbaren Wert für das Wachsen infolge Aufspaltung des Zementits (etwa 1%) überschreiten. Es hat also hier trotz der kurzen Glühzeiten bereits ein sekundäres Wachsen infolge Oxydation oder anderer zur Zeit noch nicht klar zu übersehender Ursachen eingesetzt; die Beantwortung der grundsätzlichen Frage, „ob die chemische Zusammensetzung des Gußeisens von Einfluß auf das Wachsen des Gußeisens" ist, wird dadurch jedoch nicht berührt.

Am augenfälligsten tritt der Einfluß eines steigenden Siliziumgehaltes auf das „Wachsen" des Gußeisens hervor (siehe Abb. 5).

Während die Probestäbe mit niedrigen Siliziumgehalten selbst bei 850° Glühtemperatur nur unerheblich gewachsen waren, stieg mit steigendem Siliziumgehalt die Längenzunahme in fast allen Reihen ganz regelmäßig an (siehe Abb. 5).

Digitized by Google

Bei hohem Silizium- und gleichzeitig hohem Kohlenstoffgehalt war die prozentuale Längenzunahme auffallend groß (Schmelze 35).

Mangan wirkt dem das Wachsen begünstigenden Einfluß des Siliziums stark entgegen. Die Probestäbe

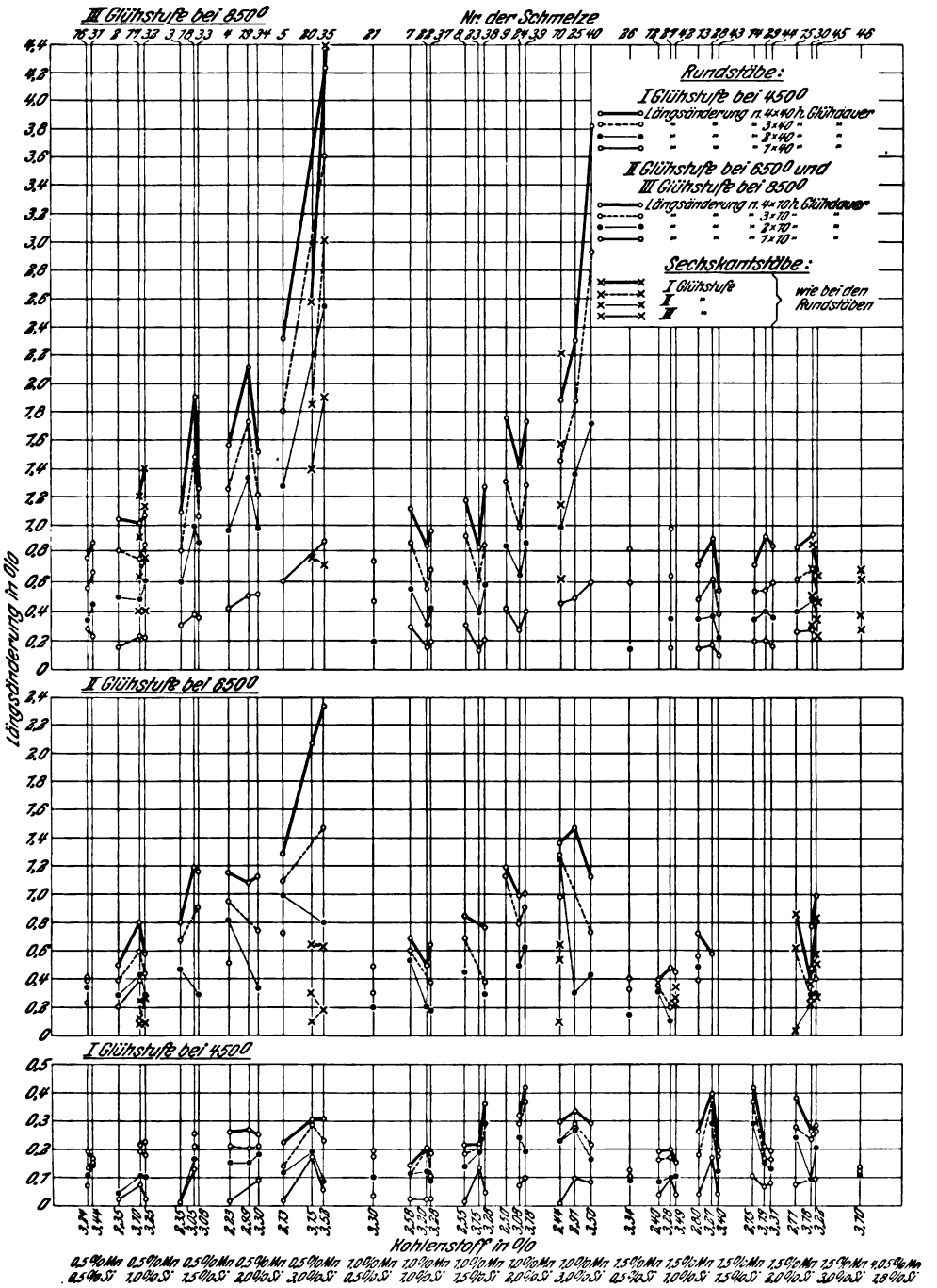


Abb. 7. Einfluß des Kohlenstoffs auf das Wachsen des Gußeisens.

weisen durchgehend mit steigendem Mangangehalt einen unverkennbaren Abfall der Längsausdehnung auf (siehe Abb. 6). Die Längsausdehnung der Schmelze Nr. 46 mit sehr hohem Mangangehalt ist ebenfalls nur unerheblich.

Der Einfluß des Kohlenstoffs tritt nicht so deutlich in Erscheinung, wie der von Silizium und Mangan (siehe Abb. 7[1]). Ist der Mangangehalt hoch, so kommt ein etwaiger Einfluß des Kohlenstoffs selbst bei gleichzeitig hohem Siliziumgehalt nicht zur Geltung (Schmelzen 12, 13, 14, 15, 27, 28, 29, 30 und 42, 43, 44, 45, 46); bei niedrigem Mangan- und hohem Siliziumgehalt verstärkt er jedoch deutlich die Wirkung des Siliziums. Bei den Versuchen im Vakuum (Zahlentafel 7 und Abb. 8) tritt lediglich der das Wachsen begünstigende Einfluß des Siliziums deutlich in Erscheinung, weniger deutlich der das Wachsen behindernde Einfluß des Mangans. Der an und für sich nicht erhebliche Einfluß des Kohlenstoffs ist bei diesen Versuchen nicht zu erkennen.

E. Gefügeuntersuchung.

Sämtliche Schmelzen wurden metallographisch untersucht. Hierzu wurden gesonderte Abschnitte verwendet,

[1] In Abb. 7 sind die Zahlenangaben aus Zahlentafel 6 (Versuche mit Sechskantstäben bei der Glühstufe I (450°) nicht aufgetragen.

Digitized by Google

von denen zugleich mit den Glühversuchen Belegstücke in den Ofen eingesetzt wurden. Glühzeiten und Glühtemperaturen waren also die gleichen wie bei den zu den Längenmessungen verwandten Probestäben. Gefügeaufnahmen wurden nur von einigen besonders kennzeichnenden Proben gemacht. Die aufgenommenen Gefügebilder der Ausgangsstoffe entsprechen dem Durchschnittsgefüge. Von den Glühproben zeigten im allgemeinen die bei 450° geglühten gleichen Gefügeaufbau über den ganzen Querschnitt; bei den bei 650° geglühten war vielfach am äußeren Umfang (Rand) eine erheblich stärkere Aufspaltung des Zementits eingetreten als mehr nach der Mitte zu; die bei 850° geglühten Proben ließen zum Teil auffallende Zonenbildungen erkennen. In Abb. 9 ist für eine Anzahl der bei 850° geglühten Proben zunächst rein schematisch die Anordnung der verschiedenen Zonen zeichnerisch wiedergegeben; im einzelnen wird auf diese Zonen bei Besprechung der verschiedenen Schmelzen noch zurückgekommen.

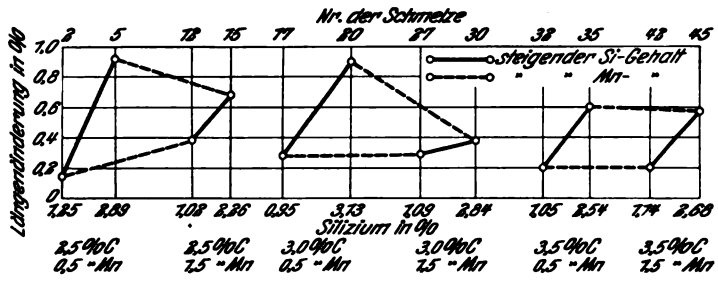


Abb. 8. III. Glühstufe bei 650° im Vakuum.

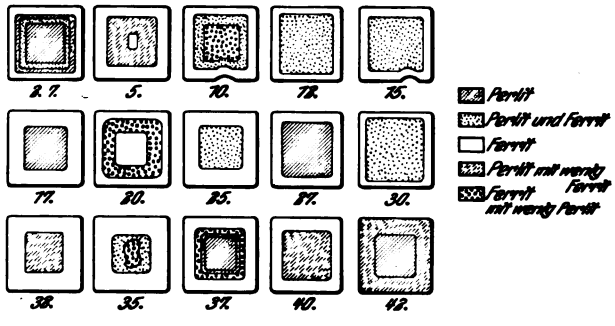


Abb. 9. Zonenbildungen in den bei 850° geglühten Proben.

In Zahlentafel 8 sind die Ergebnisse der Gefügeuntersuchung übersichtlich zusammengestellt. Aus der Zusammenstellung und aus den aufgenommenen Gefügebildern Abb. 11 bis 69 ergibt sich folgendes:

1. Die Ausgangsstoffe mit niedrigen Si-Gehalten weisen vorwiegend feinlamellaren bzw. feinkörnigen Perlit mit feinen Graphitblättern auf (Abb. 10, 33, 40, 44, 55 und 62). Mit zunehmendem Si-Gehalt werden die Graphitblätter vielfach gröber (Abb. 36); zugleich tritt im Gefüge freier Ferrit auf (Abb. 15, 24, 30, 42, 47, 66). In den Proben mit hohen Mn-Gehalten ist der Graphit vielfach kurzblätterig und eutektisch angeordnet (Abb. 30, 47, 66). Die chemische Zusammensetzung beeinflußt hiernach den Gefügeaufbau der Ausgangsstoffe in kennzeichnender Weise.

2. Durch das Glühen bei 450° I. Glühstufe (4×40 St.) ist bei den Proben mit niedrigen Si-Gehalten im allgemeinen noch keine deutlich erkennbare Gefügeänderung eingetreten. Damit stehen auch die „Wachsversuche" in Übereinstimmung, bei denen bei diesen Proben ebenfalls noch keine irgendwie erheblichen Längenänderungen zu beobachten waren (Abb. 5). Die Zeitdauer der Glühung dürfte für Gußeisen mit niedrigem Si-Gehalt zu kurz gewesen sein, um ein Aufspalten des Zementits in die Wege zu leiten. Bei den Proben mit hohen Si-Gehalten war vielfach bereits ein schwaches Anwachsen der Ferritmenge nachweisbar (Abb. 16, 48, 67). Der Einfluß des Mangans und des Kohlenstoffs wird anscheinend durch den Einfluß des Siliziums überdeckt; jedenfalls kommt er weder im Gefüge noch bei den Wachsversuchen (Abb. 6 und 7) klar zum Ausdruck.

3. Die Glühung bei 650° (II. Glühstufe) hat trotz der erheblich kürzeren Glühzeit (4×10 St.) in den meisten Fällen den Gefügeaufbau weitgehend beeinflußt. Bei den Proben mit niedrigen Si-Gehalten war der vorher lamellare Perlit vielfach in körnigen Perlit übergegangen (Abb. 11, 22, 29, 34, 41); die vorher feinen Graphitblätter waren infolge Anlagerung von Kohlenstoff zum Teil erheblich dicker und breiter geworden (Abb. 53, 56, 63). Bei den Proben mit hohen Si-Gehalten, die vielfach bereits im Ausgangsstoff freien Ferrit enthielten, war ein starkes Anwachsen der Ferritmenge, namentlich am Rand der Proben zu beobachten (Abb. 25, 37, 43, 49, 54, 59, 68). Der Einfluß des Mangans kommt im Gefüge hier ebenfalls deutlich zum Ausdruck; er wirkt sich, in Übereinstimmung mit den „Wachsversuchen" (Abb. 6) selbst bei hohen Si-Gehalten in einer deutlichen Behinderung der Aufspaltung des Zementits aus. So zeigte z. B. Probe 5 mit 2,89% Si und wenig Mangan (0,44% Mn) im Gefüge vorwiegend Ferrit (Abb. 17). Probe 10 mit 2,80% Si und 0,82% Mn ließ am Rand ebenfalls vorwiegend Ferrit erkennen (Abb. 25), mehr nach der Mitte zu war jedoch noch Perlit vorhanden; Probe 15 mit 2,26% Si und 1,32% Mn zeigte schon am Rande Perlit neben Ferrit (Abb. 31). Noch deutlicher tritt der die Aufspaltung behindernde Einfluß des Mangans bei niedrigen Si-Gehalten zutage. Probe 32 mit 1,05% Si und nur 0,43% Mn zeigt körnigen Perlit und grobe Graphitblätter, jedoch keinen Ferrit (Abb. 53); Probe 22 mit 1,03% Si und 0,87% Mn (Abb. 41) zeigt ähnliches Gefüge wie Probe 32; Probe 37 mit 1,01% Si und 1,01% Mn läßt bereits erheblich feinere Graphitblätter, die im Perlit liegen, erkennen (Abb. 56), und Probe 12 mit 1,02% Si und 1,38% Mn weist nur noch sehr feine, im Perlit liegende Graphitblätter auf (Abb. 29). Der Einfluß des Kohlenstoffgehaltes tritt gegenüber dem überwiegenden Einfluß von Silizium und Mangan etwas zurück; nur bei gleichzeitig hohem Si-Gehalt scheint er (in Übereinstimmung mit den „Wachsversuchen") die Aufspaltung zu begünstigen (siehe z. B. Abb. 63 und 68). Die Vakuumversuche bei 650° haben im großen und ganzen dasselbe ergeben wie die Versuche bei Luftzutritt (siehe Abb. 21, 39, 46, 52, 69), etwas besonderes ist hierzu nicht zu sagen.

4. Die bei 850° (III. Glühstufe) 4×10 St. geglühten Proben zeigten als auffallendstes Unterscheidungsmerkmal gegenüber den bei 450 und 650° geglühten durch-

Digitized by Google

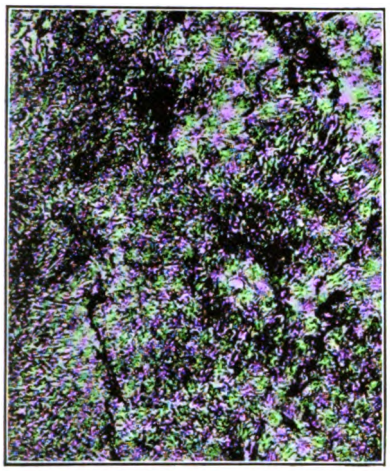


Abb. 10. Ausgangsmaterial Nr. 2. $v = 200$.

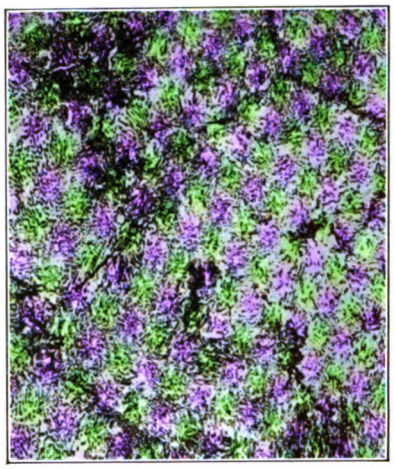


Abb. 11. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 2. $v = 200$.

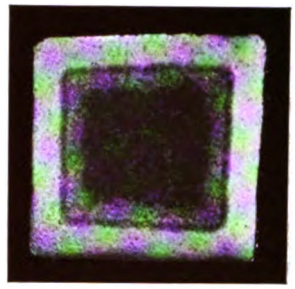


Abb. 12. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 2. $v = 2$.

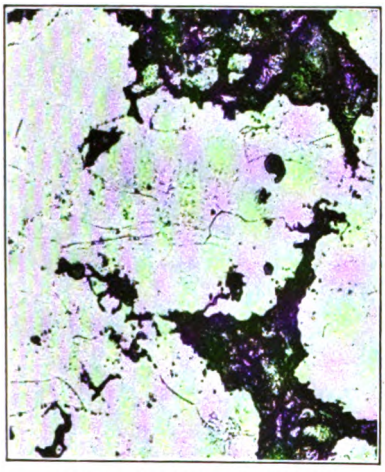


Abb. 13. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 2. Randzone. $v = 200$.

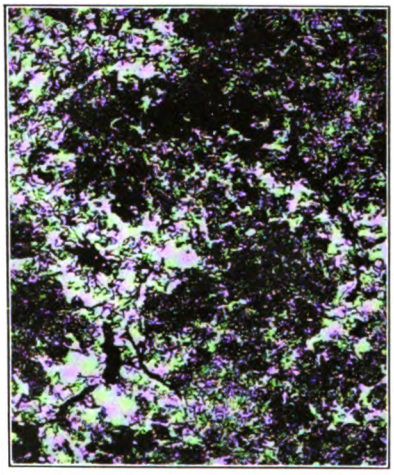


Abb. 14. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 2. 1. Übergangszone. $v = 200$.

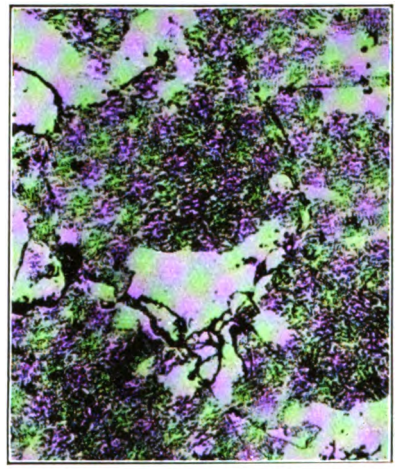


Abb. 15. Ausgangsmaterial Nr. 5. $v = 200$.

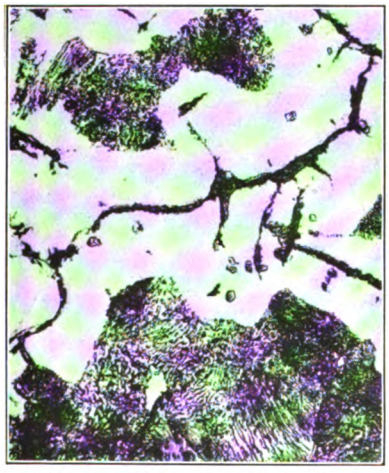


Abb. 16. I. Glühstufe bei 450°. Nr. 5. $v = 200$.

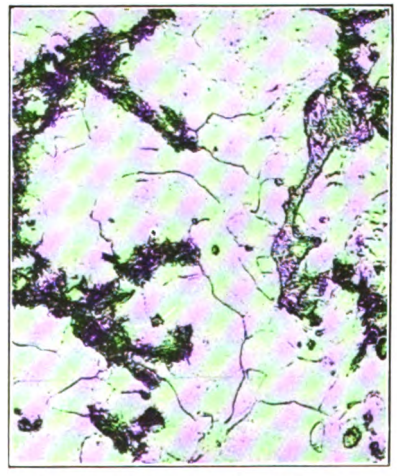


Abb. 17. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 5. $v = 200$.

Digitized by Google

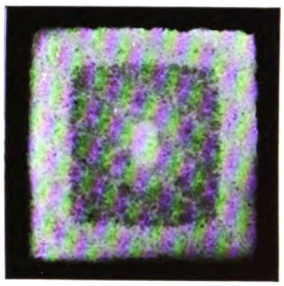


Abb. 18. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 5. $v = 2$.

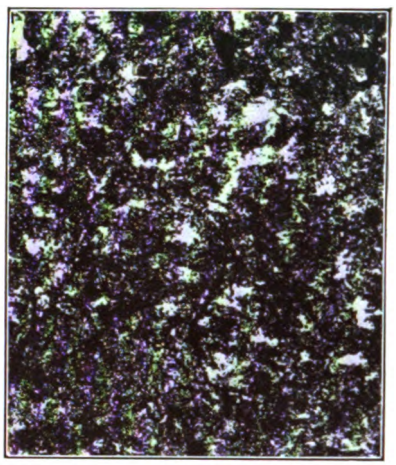


Abb. 19. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 5. Zwischenzone. $v = 200$.

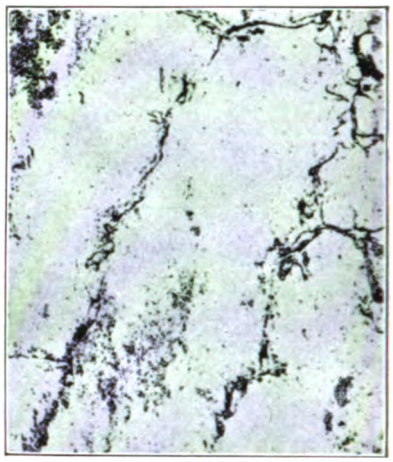


Abb. 20. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 5. Kernzone. $v = 200$.

Abb. 21. Vakuumversuch bei 650°.
Nr. 5. $v = 200$.

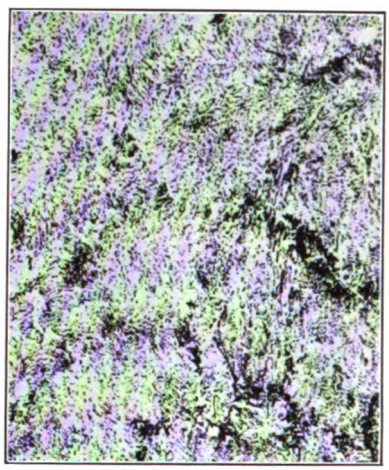


Abb. 22. II. Glühstufe bei 650°.
Nr. 7. $v = 200$.

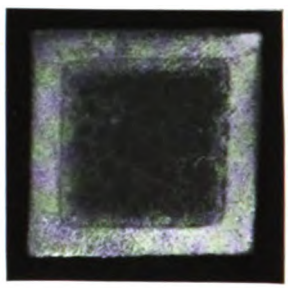


Abb. 23. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 7. $v = 2$.

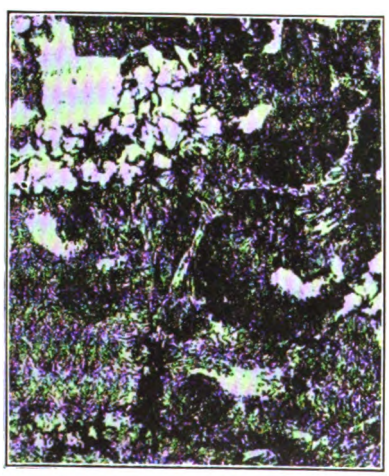


Abb. 24. Ausgangsmaterial Nr. 10.
$v = 200$.

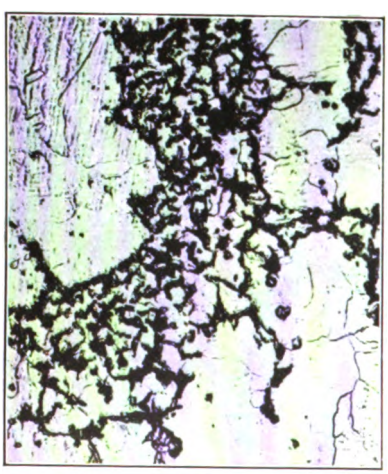


Abb. 25. II. Glühstufe bei 650°.
Nr. 10. Rand. $v = 200$.

Digitized by Google

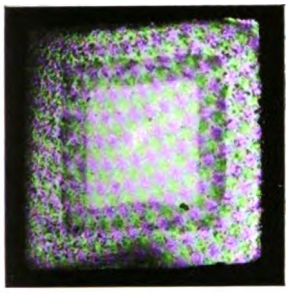


Abb. 26. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 10. $v = 2$.

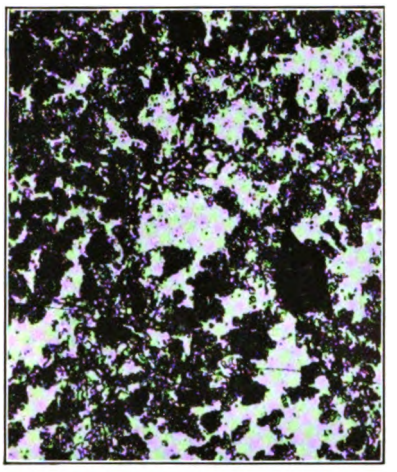


Abb. 27. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 10. Zwischenzone. $v = 200$.

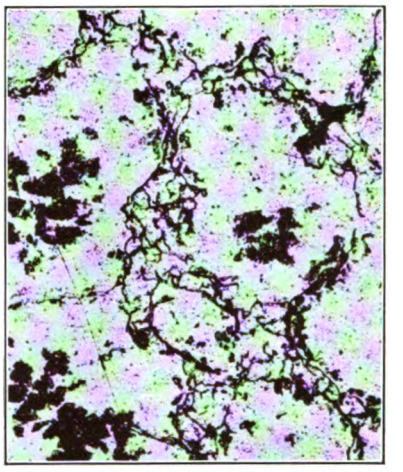


Abb. 28. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 10. Kernzone. $v = 200$.

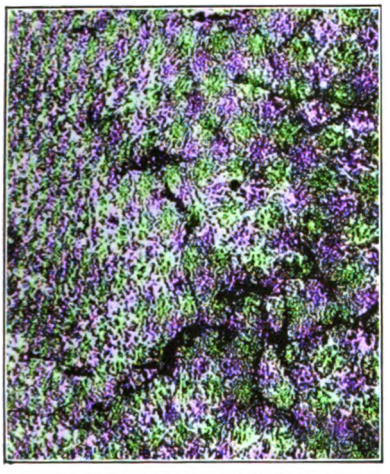


Abb. 29. II. Glühstufe bei 650°.
Nr. 12. $v = 200$.

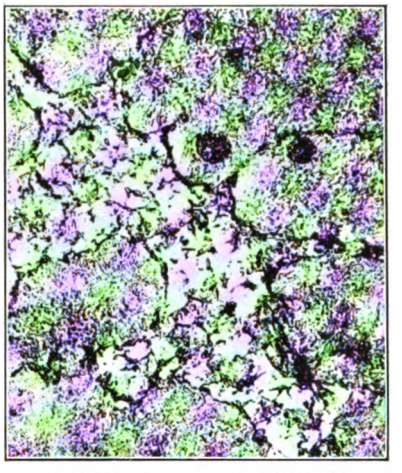


Abb. 30. Ausgangsmaterial Nr. 15.
$v = 200$.

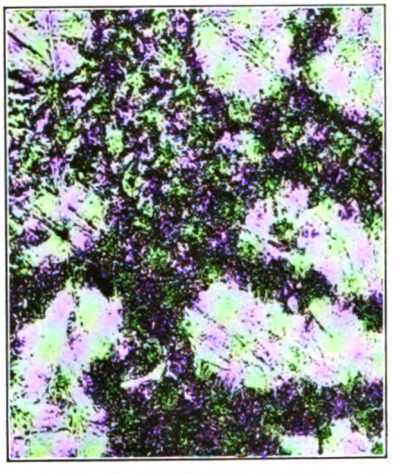


Abb. 31. II. Glühstufe bei 650°.
Nr. 15. $v = 200$.

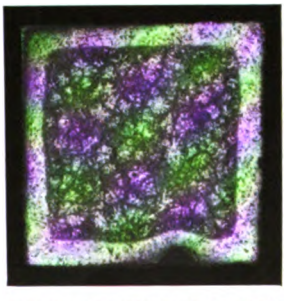


Abb. 32. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 15. $v = 2$.

Abb. 33. Ausgangsmaterial Nr. 17.
$v = 200$.

Digitized by Google

Abb. 34. II. Glühstufe bei 650°
Nr. 17. $v = 2$.

Abb. 35. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 17. Kernzone. $v = 200$.

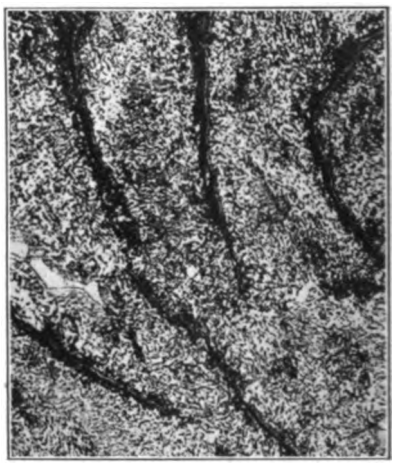


Abb. 36. Ausgangsmaterial Nr. 20.
$v = 200$.

Abb. 37. II. Glühstufe bei 650°.
Nr. 20. Rand. $v = 200$.

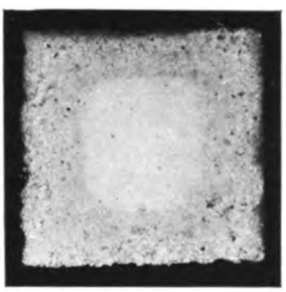


Abb. 38. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 20. $v = 2$.

Abb. 39. Vakuumversuch bei 650°.
Nr. 20. $v = 200$.

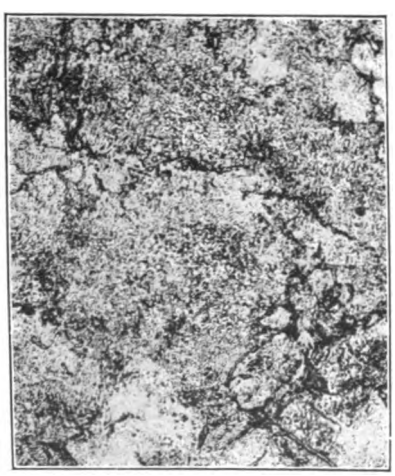


Abb. 40. Ausgangsmaterial Nr. 22.
$v = 200$.

Abb. 41. II. Glühstufe bei 650°.
Nr. 22. $v = 200$.

Digitized by Google

Abb. 42. Ausgangsmaterial Nr. 25. $v = 200$.

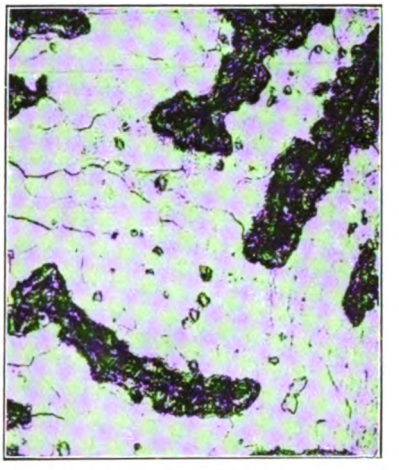


Abb. 43. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 25. Rand. $v = 200$.

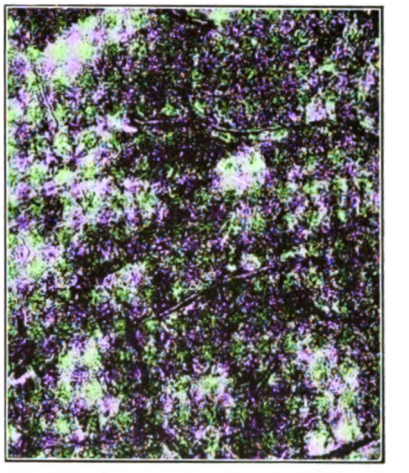


Abb. 44. Ausgangsmaterial Nr. 27. $v = 200$.

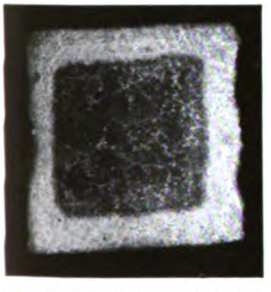


Abb. 45. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 27. $v = 2$.

Abb. 46. Vakuumversuch bei 650°. Nr. 27. $v = 200$.

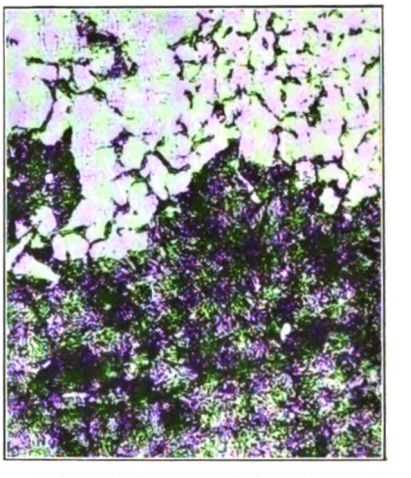


Abb. 47. Ausgangsmaterial Nr. 30. $v = 200$.

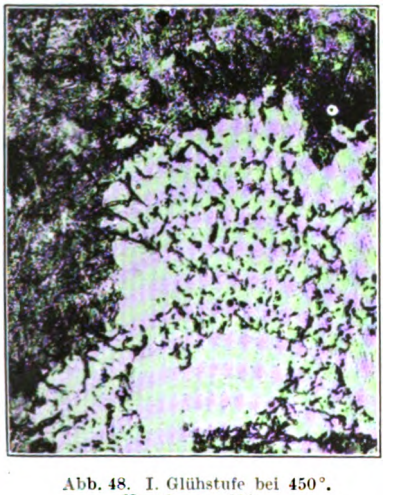


Abb. 48. I. Glühstufe bei 450°. Nr. 30. $v = 200$.

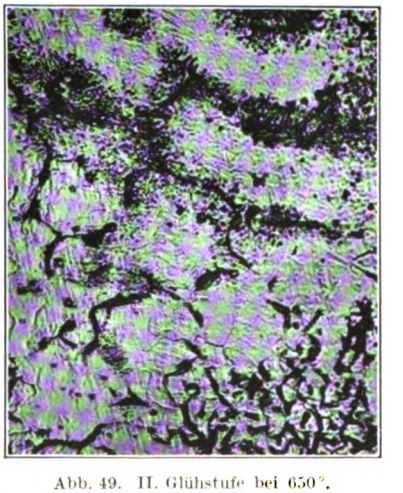


Abb. 49. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 30. $v = 200$.

Digitized by Google

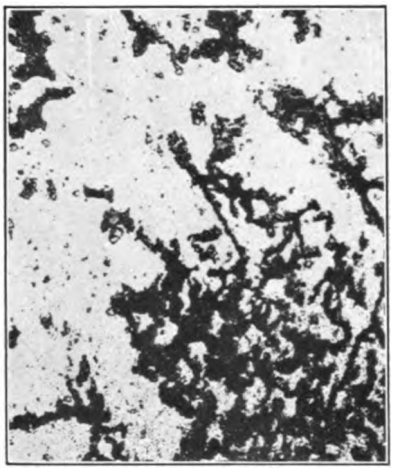


Abb. 50. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 30. Randzone. $v = 200$.

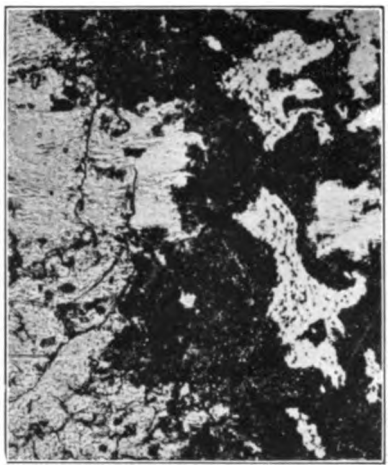


Abb. 51. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 30. Kernzone. $v = 200$.

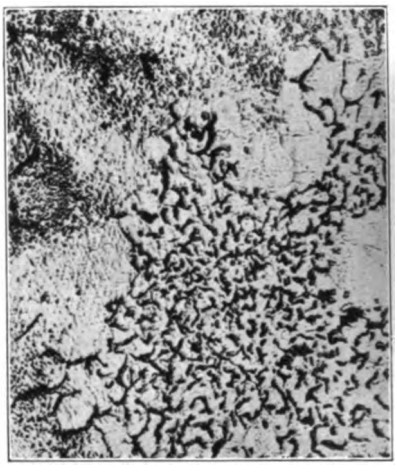


Abb. 52. Vakuumversuch bei 650°.
Nr. 30. $v = 200$.

Abb. 53. II. Glühstufe bei 650°.
Nr. 32. $v = 200$.

Abb. 54. II. Glühstufe bei 650°.
Nr. 35. Rand. $v = 200$.

Abb. 55. Ausgangsmaterial Nr. 37.
$v = 200$.

Abb. 56. II. Glühstufe bei 650°.
Nr. 37. $v = 200$.

Digitized by Google

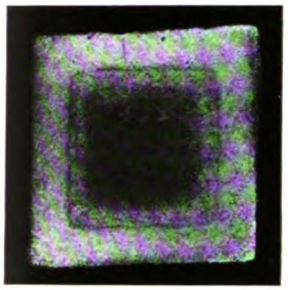


Abb. 57. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 37. $v = 2$.

Abb. 58. I. Glühstufe bei 450°
Nr. 40. $v = 200$.

Abb. 59. II. Glühstufe bei 650°.
Nr. 40. Rand. $v = 200$.

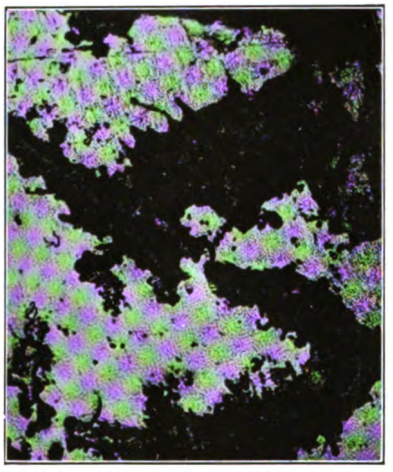


Abb. 60. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 40. Randzone. $v = 200$.

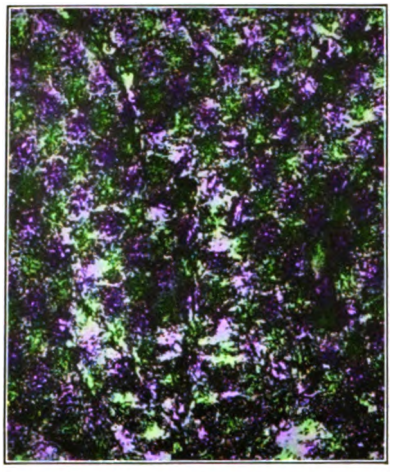


Abb. 61. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 40. Kernzone. $v = 200$.

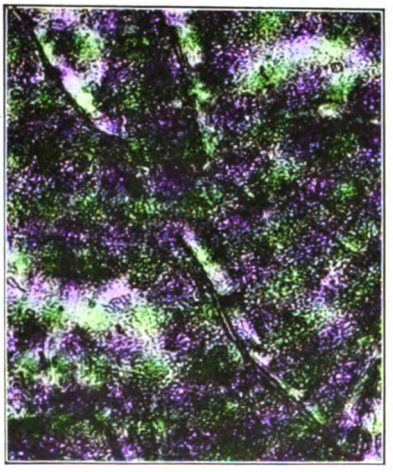


Abb. 62. Ausgangsmaterial Nr. 42.
$v = 200$.

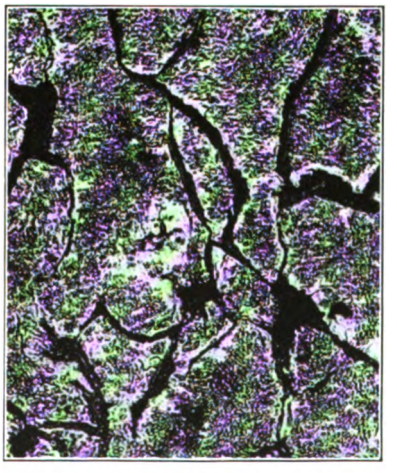


Abb. 63. II. Glühstufe bei 650°
Nr. 42. $v = 200$.

Digitized by Google

Abb. 64. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 42. Randzone. $v = 200$.

Abb. 65. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 42. Kernzone. $v = 200$.

Abb. 66. Ausgangsmaterial Nr. 45.
$v = 200$.

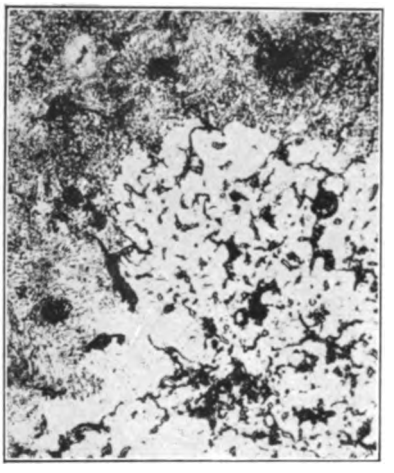


Abb. 67. I. Glühstufe bei 450°
Nr. 45. Mitte. $v = 200$.

Abb. 68. II. Glühstufe bei 650°.
Nr. 45. Rand. $v = 200$.

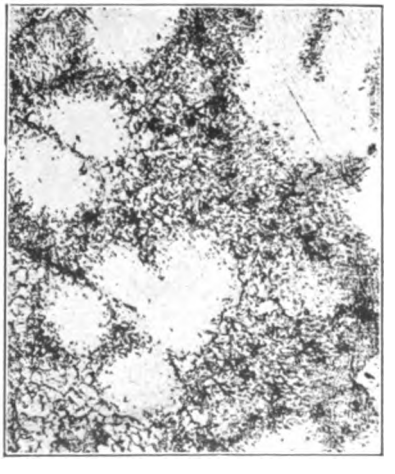


Abb. 69. Vakuumversuch bei 650°.
Nr. 45. $v = 200$.

Digitized by Google

Zahlentafel 8. Zusammenstellung der Ergebnisse der Gefügeuntersuchung.

Reihe	Nr. der Schmelze	Chemische Zusammensetzung C %	Si %	Mn %	Kleingefüge: Ausgangsstoff	Lichtbild	I. Glühstufe bei 450°	Lichtbild	II. Glühstufe bei 650°	Lichtbild	III. Glühstufe bei 850°	Lichtbild	Vakuumversuche bei 650°	Lichtbild
I	2	2,35	1,25	0,46	Feinlamellarer Perlit mit dünnen Graphitblättern	10	Keine wesentliche Gefügeänderung	—	Perlit mehr körnig ausgebildet	11	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9 und 12); Randzone fast ausschl. Ferrit und Graphit (Abb. 13); erste Übergangszone: Perlit mit wenig Ferrit; zweite Übergangszone: Perlit und Ferrit (Abb. 14); mittlere Zone: Perlit	12 13 14	—	—
	5	2,13	2,89	0,44	Perlit und reichliche Mengen Ferrit mit feinen Graphitblättern	15	Deutliches Anwachsen der Ferritmenge	16	Vorwiegend Ferrit mit wenig Perlit	17	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9 und 18); Randzone: vorwiegend Ferrit; Zwischenzone: Perlit mit wenig Ferrit (Abb. 19); Kernzone: fast reiner Ferrit	18 19 20	Vorwiegend Ferrit mit groben Graphitblättern	21
II	7	2,58	1,38	0,70	Perlit mit feinen Graphitblättern	—	Keine wesentliche Gefügeänderung	—	Körniger Perlit	22	Ausgeprägte Zonenbildung wie bei Probe Nr. 2; siehe auch Abb. 9 und Abb. 23	23	—	—
	10	2,44	2,80	0,82	Perlit und Ferrit mit feinen, zum Teil eutektisch angeordneten Graphitblättern	24	Deutliches Anwachsen der Ferritmenge	—	Am äußeren Umfang vorwiegend Ferrit, mehr nach der Mitte zu wenig Perlit	25	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9 und 26); äußere Randzone: vorwiegend Ferrit; Zwischenzone: Ferrit und Perlit etwa zu gleichen Flächenanteilen (Abb. 27); Kernzone: Ferrit mit sehr wenig Perlit (Abb. 28)	26 27 28		
III	12	2,90	1,02	1,38	Sehr feinkörniger Perlit mit dünnen, zum Teil eutektisch angeordneten Graphitblättern	—	Keine wesentliche Gefügeänderung	—	Körniger Perlit. Am Rand der Probe Spuren von Ferrit	29	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9); Randzone: vorwiegend Ferrit; Kernzone: Ferrit und Perlit	—	—	—
	15	2,71	2,26	1,32	Feinkörniger Perlit und Ferrit mit zum Teil eutektisch angeordnetem Graphit	30	Schwaches Anwachsen der Ferritmenge	—	Deutliches Anwachsen der Ferritmenge. Der Perlit ist sorbitisch ausgebildet	31	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9 und 32); Randzone: vorwiegend Ferrit; Kernzone: Perlit und Ferrit	32	—	—
IV	17	3,10	0,95	0,40	Sehr feinlamellarer Perlit mit teils feinen, teils gröberen Graphitblättern	33	Keine wesentliche Gefügeänderung	—	Teils lamellarer, teils körniger Perlit mit groben Graphitblättern	34	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9); Randzone: vorwiegend Ferrit; Kernzone: körniger Perlit	35	—	—
	20	3,15	3,13	0,58	Perlit mit groben Graphitblättern	36	Keine wesentliche Gefügeänderung	—	Am Rande der Probe vorwiegend Ferrit, mehr nach der Mitte zu Ferrit und Perlit	37	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9 und 38); am Rand vorwiegend Ferrit; Zwischenzone: Ferrit mit wenig Perlit; Kernzone: vorwiegend Ferrit	38	Körniger Perlit mit groben Graphitblättern	39

Digitized by Google

Zahlentafel 8 (Fortsetzung).

Reihe	Nr. der Schmelze	Chemische Zusammensetzung C %	Si %	Mn %	Kleingefüge: Ausgangsstoff	Lichtbild	I. Glühstufe bei 450°	Lichtbild	II. Glühstufe bei 650°	Lichtbild	III. Glühstufe bei 850°	Lichtbild	Vakuumversuche bei 650°	Lichtbild
V	22	3,20	1,03	0,87	Feinkörniger Perlit mit dünnen Graphitblättern	40	Keine wesentliche Gefügeänderung	—	Körniger Perlit mit groben Graphitblättern	41	—	—	—	—
	25	2,91	2,41	0,83	Perlit und Ferrit mit feinen Graphitblättern	42	Keine wesentliche Gefügeänderung	—	Am Rande der Probe vorwiegend Ferrit mit groben Graphitblättern. In der Umgebung der Graphitblätter ist der Ferrit durch Ätzmittel stark aufgerauht. Nach der Mitte der Probe zu Perlit und Ferrit	43	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9); Randzone: vorwiegend Ferrit; Kernzone: Perlit und Ferrit	—	—	—
VI	27	3,28	1,09	1,73	Feinkörniger Perlit mit feinen, langen Graphitblättern	44	Keine wesentliche Gefügeänderung	—	Keine wesentliche Gefügeänderung	—	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9 und 45); Randzone: vorwiegend Ferrit; Kernzone: Perlit	45	Gegenüber dem Ausgangsmaterial keine wesentliche Gefügeänderung	46
	30	3,16	2,84	1,63	Perlit mit feinen Graphitblättern neben größeren Ferritmengen, in denen der Graphit eutektisch angeordnet ist	47	Schwaches Anwachsen der Ferritmenge	48	Deutliches Anwachsen der Ferritmenge	49	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9); Randzone: vorwiegend Ferrit mit nesterförmig angeordnetem Graphit; Kernzone: Perlit und Ferrit	50 51	Ähnlicher Gefügeaufbau wie bei der II. Glühstufe bei 650°. Vgl. Abb. 49 mit Abb. 52	52
VII	32	3,25	1,05	0,43	Feinlamellarer Perlit mit dünnen Graphitblättern	—	Keine wesentliche Gefügeänderung	—	Perlit zum Teil körnig ausgebildet. Graphitblätter grobblätterig	53	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9); Randzone: vorwiegend Ferrit; Kernzone: Ferrit und Perlit	—	Ähnlicher Gefügeaufbau wie bei der II. Glühstufe bei 650°	—
	35	3,52	2,54	0,54	Perlit mit wenig Ferrit, feine, lange Graphitblätter	—	Ähnlich wie Ausgangsmaterial, etwas mehr Ferrit	—	Am Rande der Probe vorwiegend Ferrit, mehr nach der Mitte zu lamellarer Perlit mit langen und zum Teil groben Ferritblättern	54	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9); Randzone: vorwiegend Ferrit; Übergangszone: Perlit und Ferrit; Kernzone unregelmäßig begrenzt: Ferrit mit wenig Perlit	—	—	—
VIII	37	3,28	1,01	0,97	Perlit mit feinen Graphitblättern, wenig Ferrit	55	Graphitblätter vielleicht etwas gröber erscheinend	—	Grobe, kurze Graphitblätter. Teils lamellarer, teils körniger Perlit	56	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9 und 57); Randzone: vorwiegend Ferrit; erste Zwischenzone: Ferrit mit wenig Perlit; zweite Zwischenzone: Perlit mit wenig Ferrit; Kern-	— 57	—	—

Digitized by Google

| | | |

Erfahrungsgemäß ist die Dichtigkeit eines Gußstückes, namentlich bei hohem Si-Gehalt und dementsprechend grober Graphitbildung in der Mitte geringer als mehr nach der äußeren Oberfläche zu.

Die Aufspaltung des Zementits bzw. die Ausscheidung von Graphit aus der festen Lösung wird nun zunächst an den Stellen des geringsten Widerstandes einsetzen, also vorwiegend am äußeren Umfang und bei weniger dichtem Kerngefüge gleichzeitig auch im Kern des Gußstückes. Hierdurch wird auf die Zwischenzonen ein von außen und innen gleichzeitig wirkender, mit steigender Aufspaltung zunehmender Druck ausgeübt, der unter Umständen so hoch werden kann, daß er dem Bestreben des Eisens, den stabilen Endzustand (Ferrit-Graphit) zu erreichen, das Gleichgewicht hält. Hierin dürfte vermutlich die Erklärung für die auffallenden Zonenbildungen in einzelnen Schmelzen zu suchen sein.

Abb. 13 zeigt das ferritreiche Gefüge der Randzone und Abb. 14 das perlitreiche Gefüge der ersten Übergangszone der Probe Nr. 2.

In Abb. 20 ist das Kerngefüge der Probe Nr. 5 wiedergegeben. Es besteht fast ausschließlich aus Ferrit. Der Graphit ist nur sehr feinblätterig ausgebildet; augenscheinlich hat hier gleichzeitig eine Entkohlung (Verbrennung von Kohlenstoff) stattgefunden.

Abb. 27 zeigt das gegenüber der Kernzone (Abb. 28) erheblich perlitreichere Gefüge der Zwischenzone in Probe 10. Abb. 35 entspricht dem perlitreichen Gefüge der Kernzone aus Nr. 17.

Abb. 50 entspricht dem Gefüge der Randzone und Abb. 51 dem der Kernzone der Probe 30. Die Abb. 60 und 64 sind aus den Randzonen der Proben 40 und 42 und die Abb. 61 und 65 aus den Kernzonen der gleichen Proben aufgenommen.

F. Zusammenfassung der Ergebnisse[1].

1. Das in der Praxis so gefürchtete „Wachsen" des Gußeisens (Volumenzunahme unter dem Einfluß der Temperatur) beruht primär, bei Temperaturen unterhalb des Perlitpunktes (unterhalb etwa 700°) auf der Aufspaltung des freien bzw. des im Perlit enthaltenen Zementits, bei Temperaturen oberhalb 700° auf der Ausscheidung von Kohlenstoff aus der festen Lösung.

2. Theoretisch strebt jede Eisen-Kohlenstoff-Legierung dem stabilen Endzustand (Ferrit-Graphit) zu. Nächst der Temperatur spielt hierbei jedoch auch die Zeitdauer der Erhitzung eine maßgebende Rolle. Je höher die Temperatur, um so kürzer ist die erforderliche Zeit; je tiefer die Temperatur, um so längere Zeitdauern sind erforderlich, um den Prozeß einzuleiten bzw. zu Ende zu führen.

Bei gewöhnlicher Temperatur (etwa 20°) ist das Gußeisen scheinbar stabil, da hier der Faktor Zeit bereits eine so große Rolle spielt, daß er mit menschlichen Zeitmessern nicht mehr zu erfassen ist.

3. Die Aufstellung einer eindeutigen, für alle Gußeisensorten geltenden Zeit-Temperaturkurve ist jedoch selbst für höhere Temperaturen, bei denen der primäre Vorgang der Aufspaltung des Karbids bzw. der Ausscheidung von Kohlenstoff verhältnismäßig schnell vor sich geht, unmöglich, da neben der Zeit und Temperatur noch die chemische Zusammensetzung des Gußeisens sowie der durch die Zusammensetzung und durch die Erstarrungsverhältnisse bedingte Gefügeaufbau der Ausgangsstoffe eine wesentliche Rolle spielen.

4. Bezüglich des Einflusses der untersuchten wichtigsten Bestandteile des Gußeisens, des Siliziums, Mangans und Kohlenstoffs auf den primären Wachstumsvorgang ist folgendes zu sagen:

a) Silizium begünstigt in hohem Maße das „Wachsen".

b) Mangan wirkt dem das „Wachsen" begünstigenden Einfluß des Siliziums stark entgegen.

c) Der Einfluß des Kohlenstoffs tritt gegenüber dem Einfluß des Siliziums und Mangans zurück. Bei hohem Silizium- und niedrigem Mangangehalt scheint er zwar die Wirkung des Siliziums zu verstärken; ist jedoch der Mangangehalt hoch, so kommt er selbst bei hohem Siliziumgehalt nicht deutlich zur Geltung.

5. Bezüglich des Einflusses des Gefügeaufbaues der Ausgangsproben ist folgendes zu bemerken:

a) Besteht die Grundmasse vorwiegend aus Perlit, so tritt bei Temperaturen unterhalb des Perlitpunktes zunächst meist eine Zusammenballung des Perlits ein; er wird körnig, und erst dann setzt die Zerlegung des Karbids ein.

b) Ist bereits freier Ferrit vorhanden, so kristallisiert der durch die Zerlegung des Karbids freiwerdende Ferrit an den bereits vorhandenen an, während sich die ausscheidende Kohle an die bereits vorhandenen Graphitblätter anlagert, sie dadurch dicker und voluminöser machend.

Ferrit und Graphit wirken demnach wie Keime. Die Bildung neuer Graphitblätter oder rundlicher Ausscheidungen von Temperkohle, wie sie z. B. beim Glühen von weißem Roheisen beobachtet werden, konnte nicht festgestellt werden.

c) Beim Glühen oberhalb des Perlitpunktes (oberhalb 700°) wird das Gefüge der Grundmasse völlig verändert; der Perlit geht in die feste Lösung (Austenit) über; die Anordnung des Graphitnetzes wird jedoch zunächst dadurch nicht in Mitleidenschaft gezogen. Beim Einsetzen der Kohlenstoffausscheidung aus der festen Lösung setzt sich jedoch auch hier der ausscheidende Kohlenstoff vorwiegend an die bereits vorhandenen Graphitblätter an, ohne zu neuen Graphit- oder Temperkohlenausscheidungen zu führen.

d) Maßgebend ist ferner die Dichtigkeit des Gusses. Das Wachsen (Zerlegung des Karbids bzw. Ausscheidung des Kohlenstoffs aus der festen Lösung) geht stets von den Stellen des geringsten Widerstandes aus, also in erster Linie vom äußeren Umfang der Proben. Ist das Kerngefüge weniger dicht, so kann der Vorgang gleichzeitig im Kern einsetzen; er führt dann zu eigenartigen Zonenbildungen und verschieden schnellem „Wachsen" innerhalb des Querschnittes des Gußstückes.

6. Die durch dieses primäre Wachsen bedingte Volumenzunahme ist, wie schon eingangs erwähnt wurde, nicht sehr erheblich; sie bedingt aber eine wesentliche

[1] Nachtrag zu Fußnote 1, S. 1018: T. H. Turner: Hitzebeständige Legierungen (Metal Ind. vom 17. Februar 1928, S. 10).

Digitized by Google

Auflockerung des Gefüges und öffnet dadurch dem sekundären Wachsen, durch von außen einwirkende korrodierende und oxydierende Einflüsse den Weg.

7. Die Praxis wird daher in erster Linie bestrebt sein müssen, ein Gußeisen zu erzeugen, das gegenüber der primären Aufspaltung des Zementits bzw. der Ausscheidung des Kohlenstoffs aus der festen Lösung möglichst widerstandsfähig ist. Der Siliziumgehalt soll demnach so niedrig und der Mangangehalt so hoch wie möglich gehalten werden. Der Gesamtkohlenstoffgehalt ist zweckmäßig ebenfalls möglichst niedrig zu halten, da die Graphitblätter bei der Erstarrung in der Regel um so gröber ausfallen, je höher der Gesamtkohlenstoffgehalt ist. Auf den primären Vorgang der Karbidzerlegung ist der Gesamtkohlenstoffgehalt, bei gleichzeitig hohem Mangan- und niedrigem Siliziumgehalt zwar ohne wesentliche Bedeutung, grobe Graphitblätter begünstigen jedoch das sekundäre Wachsen infolge von Oxydation, Korrosion usw. Je weniger porös schließlich der Guß ist, um so weniger Angriffsflächen wird er sowohl für das primäre wie auch für das sekundäre Wachsen bieten.

Zum Schluß ist es uns ein Bedürfnis, allen denen zu danken, die uns bei der Durchführung der Arbeit in selbstloser Weise tatkräftig unterstützt haben.

In erster Linie gebührt unser Dank der Leitung der Firma „Heinrich Lanz A.-G., Mannheim", in deren Gießerei die Versuche durchgeführt wurden; ferner danken wir den „Hommelwerken G. m. b. H., Mannheim", die die Glühungen der Proben der I. Glühstufe durch Bereitstellung von Öfen ermöglichten, und schließlich Herrn Dr. F. Roll, der sich bei der Durchführung des ganzen Arbeitsprogramms in weitgehender Weise verdient gemacht hat; hängt doch die Möglichkeit der theoretischen Auswertung solcher Versuche von der gewissenhaften Ausführung und dem Verantwortlichkeitsgefühl des die praktische Arbeit Leistenden in erster Linie ab.

Der Einfluß kleiner Zusätze von Kupfer und Nickel auf die Wärmeausdehnung und auf das Wachsen des Gußeisens.

Von **O. Bauer** und **H. Sieglerschmidt.**

Über die Wärmeausdehnung des Gußeisens ist noch wenig bekannt, insbesondere auch über den Einfluß kleiner Zusätze auf die Ausdehnungszahl β. Die auf der Aufspaltung des Karbids beruhende bleibende Ausdehnung („Wachsen" des Gußeisens) wird nach Untersuchungen von O. Bauer und K. Sipp[1] maßgebend durch die chemische Zusammensetzung beeinflußt. Silizium begünstigt, Mangan behindert die Aufspaltung.

Es entstand nun die Frage, ob bereits kleine Zusätze an Fremdstoffen, insbesondere an Kupfer und Nickel, in Mengen, die auf die mechanischen Eigenschaften des Gußeisens noch ohne wesentlichen Einfluß sind, die Wärmeausdehnung und das „Wachsen" beeinflussen.

A. Probenmaterial.

Von Herrn Direktor K. Sipp[2] wurden uns drei Probestäbe (Abmessungen $40 \times 50 \times 1000$ mm), in Sand gegossen, freundlichst zur Verfügung gestellt.

Die chemische Zusammensetzung war:

A. 3,15% Kohlenstoff, 1,12% Silizium, 0,114% Schwefel, ohne Zusatz.
B. 3,15% Kohlenstoff, 1,12% Silizium, 0,114% Schwefel, 0,55% Kupfer.
C. 3,15% Kohlenstoff, 1,12% Silizium, 0,114% Schwefel, 0,48% Nickel.

Die drei Stäbe waren in gleicher Weise aus demselben Tiegel gegossen. Das Kleingefüge bestand bei allen drei Proben aus perlitischer Grundmasse mit wenig freiem Ferrit und eingelagerten Graphitblättern (siehe Abb. 8 bis 10. $V = 200$). Die kleinen Gehalte an Kupfer (Stab B) und Nickel (Stab C) waren somit auf den Gefügeaufbau ohne erkennbaren Einfluß.

B. Versuchsausführung.

Aus den drei Probestäben wurden Zylinder nach Maßgabe der Abb. 1 hergestellt. Bei a, b und c bzw. a', b' und c' waren kleine Nickelstifte, die die Endflächen der Probekörper um etwa 0,8 mm überragten, in 3 mm tiefe Bohrungen eingestaucht. Diese Maßnahme war notwendig, da es sich bei einem Vorversuch gezeigt hatte, daß eine schwache Oxydhautbildung, die das Meßergebnis beeinflussen konnte, nicht zu vermeiden war; die Stifte dienten zugleich als Auflage für die begrenzenden Quarzplatten (siehe weiter unten). Da ferner die Nickelstifte nur auf eine verhältnismäßig sehr geringe Länge (etwa 3 mm) mit dem Gußeisen verbunden waren und die Ausdehnungszahlen des Gußeisens und des Nickels nur unerheblich voneinander abweichen, so war eine wesentliche Beeinflussung der Versuchsergebnisse nicht zu erwarten. Vorversuche mit einem Probezylinder aus Gußstab A ohne Nickelstifte ergaben im Intervall von 20 bis 500° eine mittlere Ausdehnungszahl $\beta = 0{,}0000141$. Die gleiche Ausdehnungszahl wurde nach Einstauchung der Nickelstifte gefunden. Die Versuche wurden in einer Stickstoffatmosphäre nach dem in der Zeitschrift für Instrumentenkunde[1] beschriebenen Verfahren vorgenommen, bei dem die Wärmeausdehnung

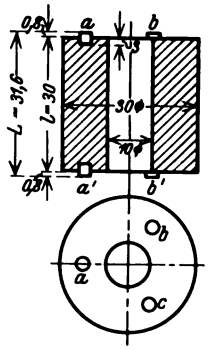


Abb. 1.

[1] O. Bauer und K. Sipp: „Der Einfluß von Kohlenstoff, Mangan und Silizium auf das Wachsen des Gußeisens." Gieß. 1928, Nr. 41 und 42.

[2] Bei Heinrich Lanz A.-G., Mannheim.

[1] Apparat aus Quarzglas zur Bestimmung von Wärmeausdehnungszahlen bei hohen Temperaturen von H. Sieglerschmidt. Z. Instrumentenk. 1925, Heft 8, S. 374—378.

Digitized by Google

in einem Apparat aus Quarzglas mittels außen angebrachter Spiegelapparate gemessen wird. Um jedoch das Stickstoffgas unter möglichstem Abschluß der Außenluft durch den Apparat leiten zu können, waren einige Abänderungen des Apparates gegenüber der früher beschriebenen Vorrichtung erforderlich.

In Abb. 2 ist der abgeänderte Apparat wiedergegeben. Das in der Fußplatte G in einer Stopfbuchse S festgehaltene, senkrecht stehende Quarzrohr a trägt die Quarzplatten c und d und den zwischen ihnen eingefügten Probezylinder p. Die sich berührenden Flächen von a, c, d und p sind sauber eben geschliffen.

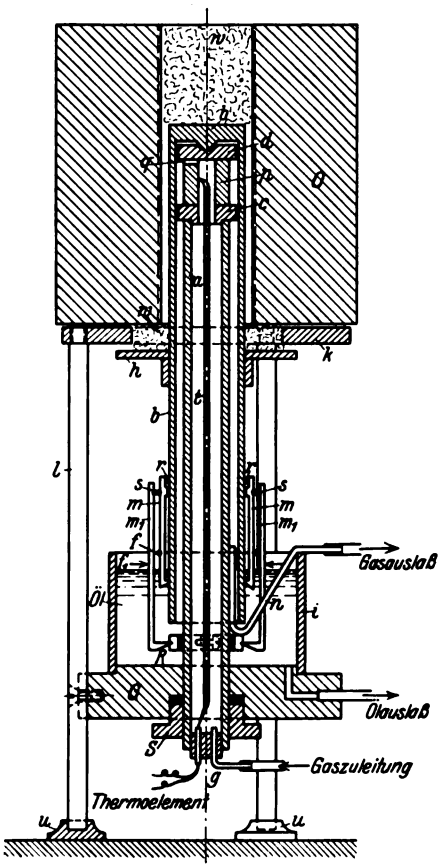


Abb. 2. Apparat zur Bestimmung der Wärmeausdehnung.

Über die vorgenannten Teile ist die Quarzglocke b gestülpt und mit der halbkugelförmig abgerundeten Spitze ihres Bodens in einer körnerartigen Vertiefung der Platte d frei beweglich gelagert.

Die Probe mit den sie umschließenden Quarzteilen wird durch einen elektrischen Röhrenofen von Heraeus beheizt, der auf einer eisernen, mit Fußplatte G durch Säulen l verbundenen Platte k ruht. Zur Abdichtung des Ofens gegen die Glocke dient Asbestwolle an den Stellen w, zum reibungsfreien Festhalten der Wolle am unteren Ofenteil eine auf die Glocke aufgesteckte Asbestplatte h. Der durch die Quarzteile umgebene Raum mit der Probe wird einerseits durch den Gummistopfen q am unteren Ende des Quarzrohres a, andererseits durch das Ölbad im Behälter i (Transformatorenöl) gegen die Außenluft abgeschlossen. Eine Behinderung der durch die Ausdehnung von Probe und Quarzteilen bewirkten gegenseitigen Verschiebung von Glocke und Quarzrohr ist hierdurch vermieden.

Der in glühenden Kupferspänen von Sauerstoff und durch Ätznatron von Kohlensäure gereinigte Stickstoff wird durch den Gummistopfen g in das Quarzrohr a eingeleitet und gelangt durch die Bohrung der Platte c und Probe p, sowie durch eine in der letzteren angebrachte Rille q in die Glocke. Aus dieser wird er durch ein U-förmiges Glasröhrchen n in Wasser geleitet und tritt hier in Form von Bläschen aus. Bei Heizung über Nacht wurde die Stickstoffzuleitung unterbrochen.

Die durch die Ausdehnung bewirkte gegenseitige Verschiebung von Glocke b und Quarzrohr a wird durch Spiegelapparate nach Martens[1] gemessen. Die Schneiden der letzteren sind in Kerben der Meßfederpaare $m\,m_1$ aus 36% Nickelstahl (Invarstahl) angesetzt, von denen m durch Spannfeder f gegen die Glocke, m_1 durch Spannfeder f_1 gegen das Quarzrohr a und die Schneiden s der Spiegelapparate gedrückt wird. Die Schneiden der Meßfedern m_1 lagen nicht unmittelbar am Quarzrohr a an, sondern in Kerben eines an a befestigten Meßringes R. Zur Abstützung der Meßfedern m an der Glocke waren Röllchen r aus Runddraht untergelegt.

Die Handhabung und Wirkungsweise der Spiegelapparate darf als bekannt vorausgesetzt werden[1].

Zur Messung der Temperatur wurde ein Thermoelement t aus Platin-Platin-Rhodium von unten in die Bohrung der Probe eingeführt. An den einzelnen Wärmestufen wurde die Temperatur so lange gleichbleibend erhalten, bis die Wärme in Probe und Quarzteilen sich ausgeglichen hatte und in den Ablesungen der Ausdehnung näherungsweise ein Stillstand erreicht war.

Aus der durch die Messungen erhaltenen relativen Ausdehnung λ_r von Probe und Quarzteilen wird die Ausdehnung λ der Probe selbst durch Rechnung und auf Grund des „Eichversuchs" bestimmt.

Bezüglich der „Eichung" des Apparats, bei der Probe p durch einen Quarzzylinder gleicher Länge (normal 3 cm) ersetzt wird, sei auf die eingangs erwähnte Veröffentlichung verwiesen. Die Ausdehnung der Gußeisenprobe ergibt sich zu:

$$\lambda = \lambda_r + \lambda_q - \lambda_r', \qquad (1)$$

wo λ_q die von Scheel, Holborn und Henning u. a. bestimmte Ausdehnung des Quarzglases (auf 3 cm Probenlänge) und λ_r' die beim Eichversuch beobachtete Ausdehnung der Quarzteile (Korrektur) bedeutet.

Für die Temperatur t =	20	300	600	900° C
ist die Korrektur λ_r' =	0	11	22,5	34 cm/100 000.

C. Ergebnisse der Versuche.

Die Ergebnisse sind in den Tabellen 1 bis 3 zusammengestellt und in den Abb. 3 bis 6 graphisch aufgetragen. Es bedeutet:

$\varepsilon = 100\,\frac{\lambda}{L}$ die Ausdehnung der Proben in Prozenten der ursprünglichen Länge L,

β die Ausdehnungszahl der Probe,

t_m die mittlere Temperatur des Intervalls, für welches die Ausdehnungszahl β berechnet ist: also $t_m = t - \frac{1}{2}t$.

[1] Vgl. „Das Materialprüfungswesen", 2. Auflage, herausgegeben von K. Memmler, Stuttgart, Ferd. Enke, S. 125.

Digitized by Google

Tabelle 1. Ausdehnung des Probezylinders A. Zusammensetzung: 3,15% C, 1,12% Si, 0,114% S.

Beobachtung Nr.	Versuchsdauer Std.	Versuchsdauer Min.	Temperatur $t°$	Temperatur Zunahme $\Delta t°$	Ausdehnung in % ε	Ausdehnung in % Zunahme $\Delta\varepsilon$	Ausdehnungszahl $\beta = \frac{100\,\Delta\varepsilon}{\Delta t}$	Ausdehnungszahl $t_m°$ [1]
1	0	0	16,4	—	0	—	—	—
2	2	15	508,0	491,6	0,695	0,695	0,0000141	262
3	3	40	659,6	151,6	0,960	0,265	0,0000175	584
4	4	30	733,2	—	1,109	—	—	—
5	5	10	730,6	—	1,137	—	—	—
6	5	50	731,8	—	1,170	—	—	—
7	6	25	733,9	—	1,193	—	—	—
8	23	55	722,2	—	1,236	—	—	—
9	24	10	721,7	—	1,235	—	—	—
10	24	45	674,3	—	1,155	—	—	—
11	25	00	674,4	—	1,155	—	—	—
12	25	50	721,7	—	1,235	—	—	—
13	26	05	725,9	—	1,244	—	—	—
14	27	10	723,8	—	1,242	—	—	—
15	27	35	725,0	—	1,245	—	—	—
16	29	05	530,9	—	0,918	—	—	—
17	71	55	16,0	—514,9	**0,201**	—0,717	0,0000139	273

Tabelle 2. Ausdehnung des Probezylinders B. Zusammensetzung: 3,15% C, 1,12% Si, 0,114% S, 0,55% Cu.

Beobachtung Nr.	Versuchsdauer Std.	Versuchsdauer Min.	Temperatur $t°$	Temperatur Zunahme $\Delta t°$	Ausdehnung in % ε	Ausdehnung in % Zunahme $\Delta\varepsilon$	Ausdehnungszahl $\beta = \frac{100\,\Delta\varepsilon}{\Delta t}$	Ausdehnungszahl $t_m°$
1	0	0	16,7	—	0	—	—	—
2	2	50	519,3	502,6	0,714	0,714	0,0000142	268
3	4	00	654,5	135,2	0,944	0,230	0,0000170	587
4	4	40	729,0	—	1,074	—	—	—
5	5	00	730,2	—	1,086	—	—	—
6	5	20	729,9	—	1,096	—	—	—
7	6	06	729,7	—	1,125	—	—	—
8	23	55	735,3	—	1,159	—	—	—
9	24	30	734,6	—	1,156	—	—	—
10	25	15	647,1	—	1,054	—	—	—
11	26	05	664,3	—	1,083	—	—	—
12	27	35	728,6	—	1,193	—	—	—
13	28	20	729,0	—	1,194	—	—	—
14	29	15	734,7	—	1,207	—	—	—
15	29	35	729,1	—	1,202	—	—	—
16	47	55	721,8	—	1,201	—	—	—
17	48	40	668,5	—	1,119	—	—	—
18	49	13	668,3	—	1,118	—	—	—
19	51	30	518,3	—150,0	0,862	—0,256	0,0000171	593
20	53	25	327,0	—191,3	0,553	—0,309	0,0000161	423
21	8	20	18,1	—308,9	**0,155**	—0,398	0,0000129	173

Tabelle 3. Ausdehnung des Probezylinders C. Zusammensetzung: 3,15% C, 1,12% Si, 0,114% S, 0,48% Ni.

Beobachtung Nr.	Versuchsdauer Std.	Versuchsdauer Min.	Temperatur $t°$	Temperatur Zunahme $\Delta t°$	Ausdehnung in % ε	Ausdehnung in % Zunahme $\Delta\varepsilon$	Ausdehnungszahl $\beta = \frac{100\,\Delta\varepsilon}{\Delta t}$	Ausdehnungszahl $t_m°$
1	0	0	14,1	—	0	—	—	—
2	2	20	504,5	490,4	0,691	0,691	0,0000141	259
3	3	40	651,9	147,4	0,945	0,254	0,0000172	578
4	4	24	740,0	—	1,103	—	—	—
5	5	18	732,3	—	1,123	—	—	—
6	6	32	737,0	—	1,174	—	—	—
7	24	00	687,0	—	1,126	—	—	—
8	25	10	733,3	—	1,215	—	—	—
9	25	45	733,3	—	1,219	—	—	—
10	27	40	739,9	—	1,295	—	—	—
11	29	00	740,6	—	1,286	—	—	—
12	47	55	744,1	—	1,233	—	—	—
13	48	05	744,1	—	1,233	—	—	—
14	49	25	659,4	—	1,108	—	—	—
15	51	55	532,5	—126,9	0,894	—0,214	0,0000170	596
16	53	50	315,4	—217,1	0,542	—0,352	0,0000162	424
17	72	00	15,5	—299,9	**0,153**	—0,389	0,0000130	165

[1] Vgl. S. 64.

Digitized by Google

Das Schaubild (Abb. 3) der auf die mittleren Temperaturen t_m bezogenen Ausdehnungszahlen β läßt erkennen, daß die Ausdehnungszahlen der verschiedenen Gußeisensorten A, B, C fast gleich waren. Die gute Übereinstimmung der für die Stufen ~ 20 bis $\sim 500°$ und ~ 500 bis $\sim 670°$ vor und nach der Glühung bei 730° erhaltenen Ausdehnungszahlen β weist ferner darauf hin, daß während des Versuches Lagenänderungen der Spiegelapparate infolge von Stößen oder Drehung der Spiegelhalter auf den Achsen nicht stattgefunden hatten. Sie gibt also ein Urteil über den einwandfreien Gang der Prüfung.

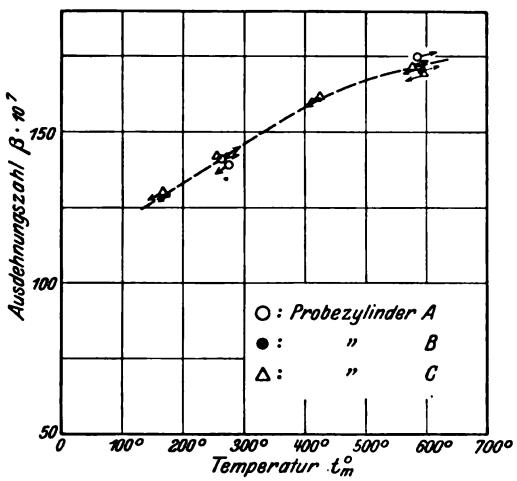


Abb. 3. Ausdehnungszahlen β der Probezylinder A, B, C (siehe Tabelle 1 bis 3).

In den Abb. 4 bis 6 ist zu den einzelnen Beobachtungspunkten die Versuchsdauer, bezogen auf den Beginn der Prüfung (siehe Tabelle 1 bis 3), eingetragen. Der Gang der Untersuchung — Temperaturstufen, Dauer der Erwärmungen — wurde zum Zwecke eines besseren Vergleichs der verschiedenen Gußeisensorten annähernd gleich gewählt[1].

Die Schaubilder 4 bis 6 lassen erkennen, daß alle Proben übereinstimmend bis zu etwa 670° keine wesentlichen bleibenden Längenänderungen erfuhren. Bei 730° und beim Wechsel der Temperatur von 730° auf 670° und wieder bis auf 730° traten hingegen stärkere bleibende Längenänderungen auf, deren Verlauf bei den einzelnen Proben verschieden war.

Zum Zwecke besseren Vergleichs der Proben sind aus den Werten der Tabellen 1 bis 3 die Ausdehnungen

$$\varepsilon \text{ für } 730° = \varepsilon - L(t - 730)\,\beta \cdot 100 \qquad (2)$$

für die gleiche Temperatur von 730° errechnet und in Abhängigkeit von den Beobachtungszeiten (Dauer der Gleichhaltung von 730°) in Tabelle 4 und Abb. 7 eingetragen. Für β wurde nach Abb. 6 der Wert 0,0000176 eingesetzt.

[1] Eine Einrichtung zur selbsttätigen Regulierung der Temperatur fehlte noch. Die zur Erreichung und Gleichhaltung bestimmter Temperaturen erforderliche Heizstromstärke mußte dauernd durch Regulierung der Widerstände eingestellt werden. Ob und welche Temperaturschwankungen während der Nacht eintraten, entzog sich daher der Beurteilung des Versuchsausführenden.

Aus Abb. 7 und Tabelle 4 geht hervor, daß Gußeisenprobe A sich am meisten bleibend aus-

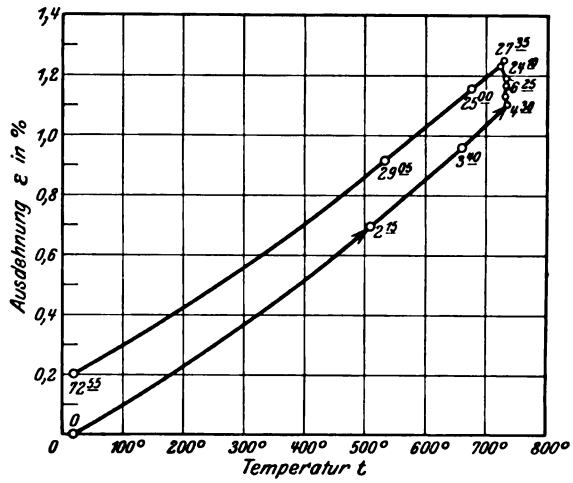


Abb. 4. Ausdehnung des Probezylinders A (siehe Tabelle 1).

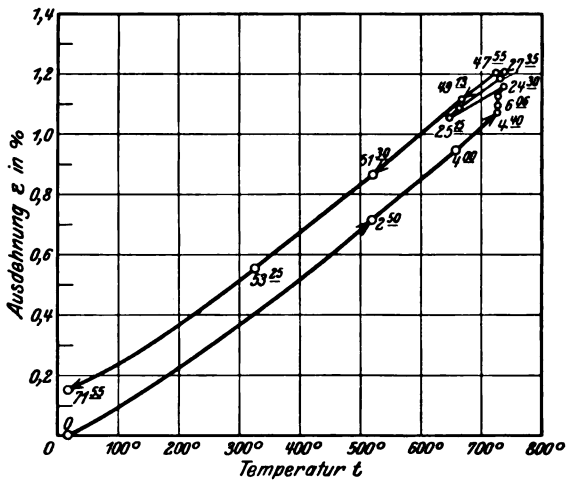


Abb. 5. Ausdehnung des Probezylinders B (siehe Tabelle 2).

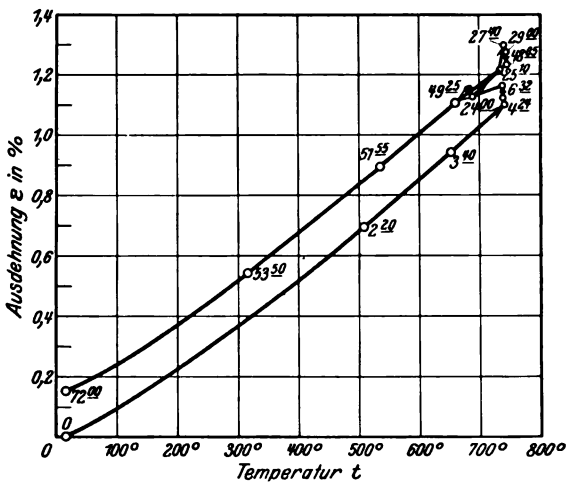


Abb. 6. Ausdehnung des Probezylinders C (siehe Tabelle 3).

dehnte[1]. Probe B dehnte sich zunächst etwas stärker als C, erreichte bei der 2. Glühung einen Höchstwert und

[1] Die „bleibende" Ausdehnung entspricht dem Unterschied der am Ende der zweiten Glühung erreichten Ausdehnung ε und der Ausdehnung ε_0 am Beginn der ersten Glühung.

Digitized by Google

zog sich wieder zusammen, so daß die am Ende der 2. Glühung erreichte Ausdehnung ε etwa der von Probe C entsprach. Ganz entsprechend ist das Verhältnis der nach der Abkühlung auf Zimmerwärme erreichten, in Tabelle 1 bis 3 fettgedruckten Ausdehnungsreste:

0,201% bei Probe A
0,155% „ „ B
0,153% „ „ C

Tabelle 4.
Ausdehnung der Probezylinder bei 730°.
(Hierzu Abb. 7.)

Probezylinder	A			B			C		
	Dauer der Gleichhaltung von 730° [1]		ε für 730°	Dauer der Gleichhaltung von 730°		ε für 730°	Dauer der Gleichhaltung von 730°		ε für 730°
	Std.	Min.	%	Std.	Min.	%	Std.	Min.	%
1. Glühung bei 730°	0	0	1,103	0	0	1,076	0	0	1,085
	0	40	1,136	0	20	1,086	0	54	1,119
	1	20	1,167	0	40	1,096	2	08	1,162
	1	55	1,186	1	26	1,125	Temperatur über Nacht auf 685° abgesunken		
	19	25	1,249	19	15	1,150			
	19	40	1,250	19	50	1,148			
2. Glühung bei 730°	0	0	1,250	0	0	1,195	0	0	1,209
	0	15	1,255	0	45	1,196	0	35	1,213
	1	20	1,253	1	40	1,199	2	30	1,278
	1	45	1,254	2	00	1,200	3	50	1,268
				20	20	1,215	22	45	1,208
							22	55	1,208

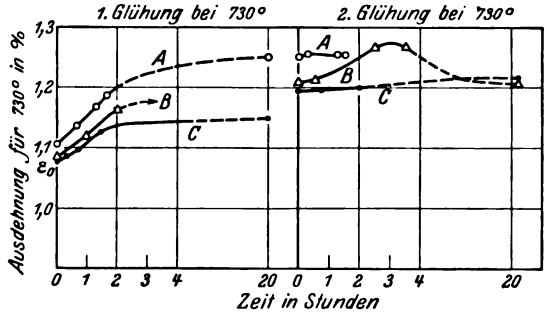


Abb. 7. Ausdehnung der Probezylinder bei 730°. (Siehe Tabelle 4.)

D. Gefügeuntersuchung.

Da die Aufspaltung des Karbids sowie die Ausscheidung des Graphits bzw. der Temperkohle aus der festen Lösung (Austenit) nicht nur eine Funktion der Temperatur, sondern auch der Zeit ist, so war von vornherein anzunehmen, daß bei den verhältnismäßig kurzen Glühzeiten das endgültige Gefügegleichgewicht (Ferrit-Graphit) nicht erreicht sein konnte. Die Gefügeuntersuchung bestätigt obiges.

Die Abb. 11 bis 13 geben in 200facher linearer Vergrößerung den Gefügeaufbau der Proben A, B, C nach Beendigung der Glühversuche wieder. Der Vergleich mit dem Gefüge vor dem Versuch (Abb. 8 bis 10) zeigt, daß bei allen drei Materialien die Aufspaltung zwar eingesetzt hatte, jedoch noch wenig weit vorgeschritten war.

Während Probe A und B (Abb. 11 und 12) annähernd den gleichen Gefügeaufbau (körnigen, ferritreichen Perlit) zeigten, waren bei Probe C (Abb. 13) Stellen mit fast reinem Ferrit neben noch wenig oder gar nicht verändertem Perlit vorhanden. Zu bemerken ist jedoch, daß Probe C bereits im Ausgangsmaterial (Abb. 10) den meisten freien Ferrit aufwies. Da sich nach den Untersuchungen von Bauer-Sipp[1] der freiwerdende Ferrit an dem bereits vorhandenen anlagert, so erklärt sich hierdurch der Gefügeaufbau der Probe C nach dem Versuch. Bei so kurzen Glühzeiten, wie wir sie im vorliegenden Falle zur Ermittlung der Ausdehnungszahl β des Gußeisens angewendet haben, gibt somit die Gefügeuntersuchung allein noch kein einwandfreies Bild über die allmählich einsetzende Aufspaltung des Karbids (Wachsen des Gußeisens), wohl aber das von uns beschriebene Meßverfahren.

E. Zusammenfassung der Ergebnisse.

1. Die Ausdehnungszahl β des Gußeisens wird im Temperaturintervall 20° bis 670°, solange noch keine Gefügeumwandlung infolge Aufspaltung des Karbids eintritt, durch kleine Zusätze von Kupfer und Nickel nicht erkennbar beeinflußt.

Der mittlere Ausdehnungskoeffizient beträgt 0,0000141 im Intervall von 20° bis 500°.

2. Beim Einsetzen der Aufspaltung des Karbids tritt eine bleibende Ausdehnung ein. Das Gußeisen A (ohne Zusatz) zeigte die größte, Gußeisen B (mit 0,55% Cu) und C (mit 0,48% Ni) zeigten unter den gleichen Versuchsbedingungen unter sich nahezu gleiche, jedoch deutliche geringere bleibende Ausdehnung als A.

3. Die beobachteten geringen bleibenden Ausdehnungen stellen, wie die Gefügeuntersuchung einwandfrei erkennen ließ, nicht den endgültigen Gleichgewichtszustand dar. Jedes Gußeisen strebt dem Gefügegleichgewicht Ferrit-Graphit zu. Die durch die Aufspaltung des Karbids bedingte maximale Ausdehnung (Wachsen des Gußeisens) läßt sich bei Kenntnis des Perlitanteils (bzw. des Anteils an freiem Zementit) unter Berücksichtigung der spez. Gewichte des α-Eisens des Zementits und des Graphits berechnen[2].

Nach unseren Versuchen scheinen aber bereits kleine Zusätze an Fremdstoffen (Cu, Ni) auf eine Behinderung oder Verzögerung der Aufspaltung hinzuwirken.

[1] Ab Beobachtung 4 bzw. 12 bei Probe A und B (Tabelle 1 und 2).
Ab Beobachtung 4 bzw. 8 bei Probe C (Tabelle 3).

[1] L. c.

[2] Siehe auch F. Wüst und O. Leihener: Forsch.-Arb. Ing. Nr. 259, S. 92. 1927.

Digitized by Google

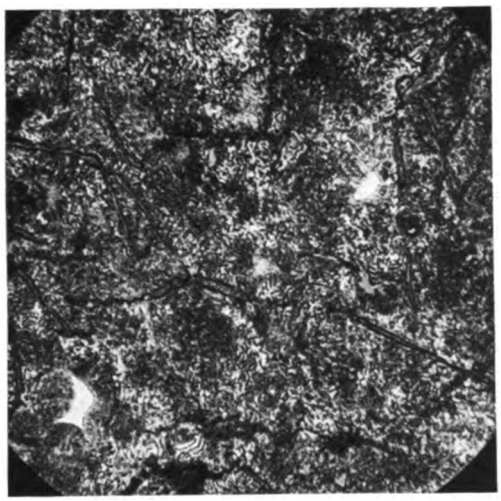


Abb. 8. Probe A vor dem Versuch. $v = 200$.

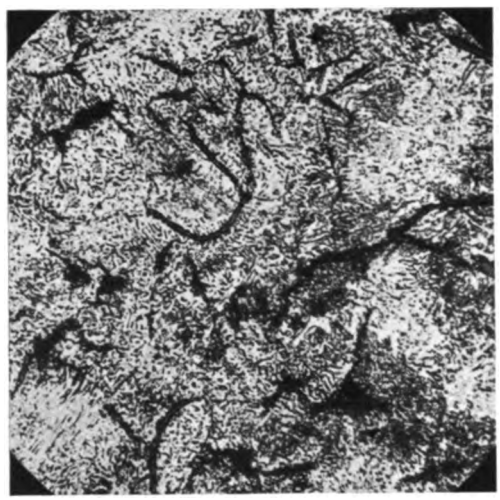


Abb. 11. Probe A nach dem Versuch. $v = 200$.

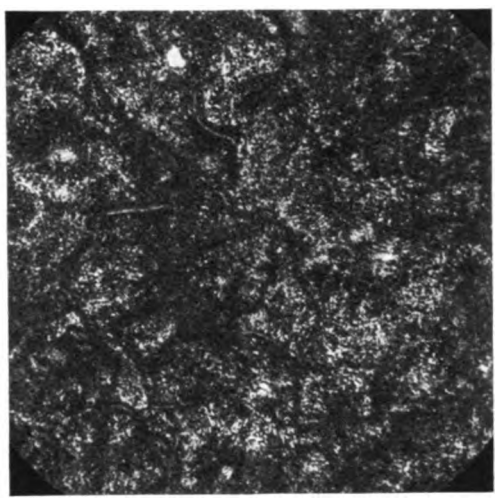


Abb. 9. Probe B vor dem Versuch. $v = 200$.

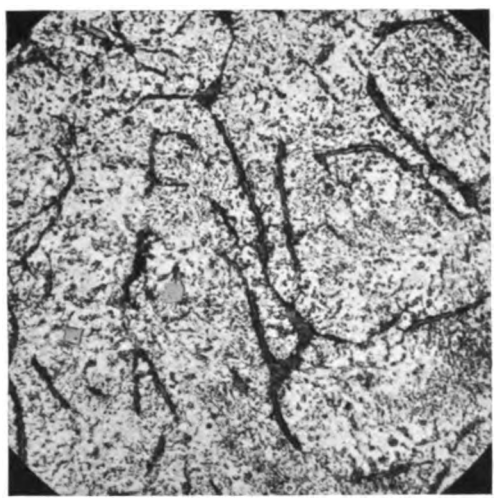


Abb. 12. Probe B nach dem Versuch. $v = 200$.

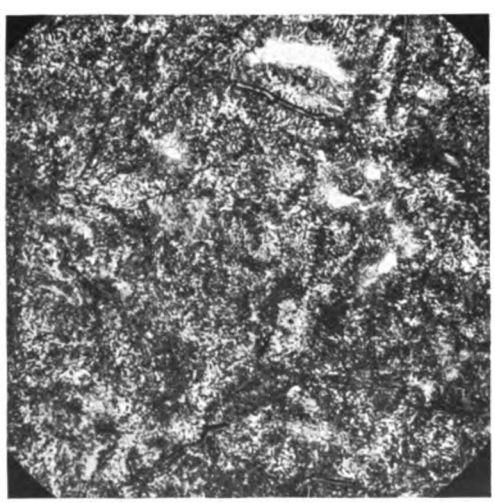


Abb. 10. Probe C vor dem Versuch. $v = 200$.

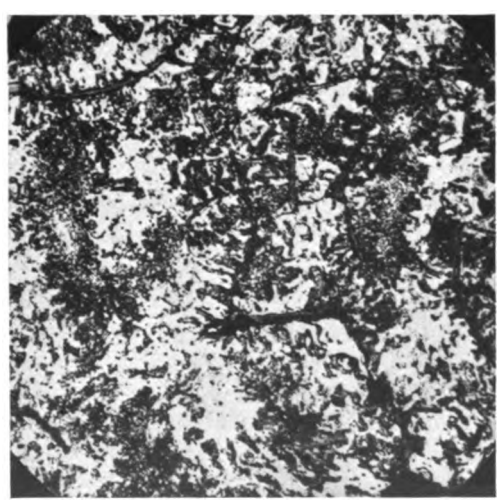


Abb. 13. Probe C nach dem Versuch. $v = 200$.

Digitized by Google

Anordnung der Kristallite in Vielkristallen (Texturen).

Von **E. Schmid**[1].

Anisotropie der Kristalle.

Der Umstand, daß die Kristalle einen gesetzmäßigen Gitterbau aufweisen, von dem in den vorangegangenen Vorträgen ausführlich die Rede war und demzufolge z. B. keineswegs alle Gittergeraden gleich dicht mit Punkten belegt sind, bedingt, daß die Eigenschaften eines Kristalles von der Richtung abhängen, in der man sie untersucht (Anisotropie). Für Metallkristalle ist diese Orientierungsabhängigkeit für eine Reihe von Eigenschaften in den ersten Zahlentafeln und Abbildungen dargestellt.

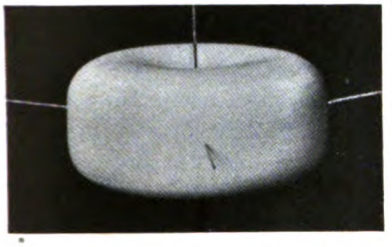


Abb. 1. Elastizitätsmodulkörper des Zinkkristalls (nach den Messungen von E. Grüneisen und E. Goens).

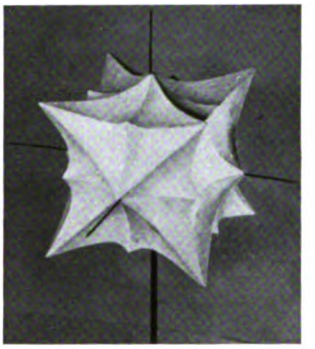


Abb. 2. Fließgefahrkörper regulär-flächenzentrierter Metallkristalle (nach E. Schmid).

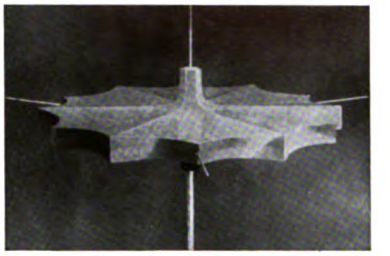


Abb. 3. Fließgefahrkörper des Zinkkristalls (nach E. Schmid).

Zahlentafel 1 gibt zunächst für einige physikalische Eigenschaften die Werte in verschiedenen Kristallrichtungen. Abb. 1 stellt den Elastizitätsmodul des Zinkkristalles überdies noch durch ein räumliches Modell dar,

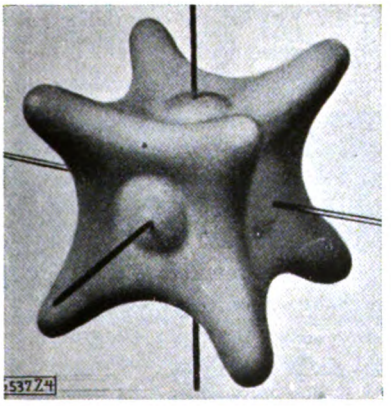


Abb. 4. Festigkeits- (Höchstlast-) Körper des Kupferkristalls (nach J. Czochralski).

das die starke Richtungsabhängigkeit besonders klar erkennen läßt[2]. Daß auch die chemischen Eigenschaften von der Kristallrichtung abhängig sind, geht in deutlicher Weise aus dem gesetzmäßigen Ätzangriff hervor. Kreiszylindrische Wolframkristalle werden bei der Auflösung zufolge der in verschiedenen Richtungen verschiedenen Lösungsgeschwindigkeit kantig. Umgekehrt entstehen durch Aufpräparieren von Wolfram auf runde Impfkristalle zufolge orientierungsabhängiger Kristallisationsgeschwindigkeit kantige Kristalle. Für die technologischen Eigenschaften zeigen die Abb. 2 bis 5 den sehr erheblichen Einfluß der Orientierung. Die auf die Streckgrenze bezüglichen Darstellungen (Abb. 2 und 3) zeigen, daß insbesondere bei Zink eine außerordentlich starke Abhängigkeit von der Kristallrichtung vorhanden ist. (Der Wert für den festesten Kristall beträgt hier das 8,1fache des für den schwächsten Kristall gültigen.) Abb. 4 stellt die technologische Festigkeit von Kupferkristallen verschiedener Ausgangsorientierung dar, und schließlich ist in Abb. 5 die Reißfestigkeit von Tellurkristallen (die ohne vorherige plastische Dehnung spröde zerreißen) als Funktion der kristallographischen Orientierung der Zugrichtung wiedergegeben.

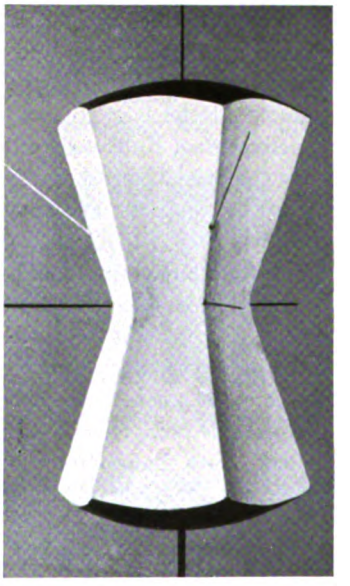


Abb. 5. Reißfestigkeitskörper des Tellurkristalls (nach E. Schmid und G. Wassermann).

Bei dieser Sachlage ist es wohl ohne weiteres klar, daß es wichtig ist, zu erfahren, wie in den metallischen Werkstükken die einzelnen Körner liegen, und noch wichtiger wäre es zu wissen, welches Bauprinzip man dem Gefüge aufzwingen muß, um bestimmte, gewünschte Eigenschaften zu erreichen. Die Untersuchung der Gefügeanordnungen (Texturen) erscheint demnach nicht nur als ein theoretisch interessantes, sondern auch als ein Problem von großer praktischer Bedeutung.

[1] Original: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 370. 1928.

[2] Dieses und auch die folgenden räumlichen Modelle sind so zu verstehen, daß die Größe der untersuchten Eigenschaft durch die Länge des Radiusvektors vom Mittelpunkt des Körpers bis zu einer Oberfläche gegeben ist für eine Richtung, die durch die Richtung des Radiusvektors zu den Kristallachsen bestimmt ist.

Digitized by Google

Zahlentafel 1.
Physikalische Konstanten von Metallkristallen.

Metall	zur Hauptachse	Elastizitätsmodul kg/mm²	Lineare Kompressibilität cm²/kg	Spezifischer elektrischer Widerstand in cm Ohm bei 0°	Linearer Ausdehnungskoeffizient bei 20°	Beobachter
Zink	∥	3620	$15{,}8 \cdot 10^{-7}$	$5{,}83 \cdot 10^{-6}$	$63{,}0 \cdot 10^{-6}$	Grüneisen
	⊥	12740	1,4	3,59	14,2	u. Goens
	∥	3870	12,98	5,66	57,4	Bridgman
	⊥	12380	1,95	5,45	12,6	
Kadmium	∥	2880	16,6	7,79	5,25	Grüneisen
	⊥	8300	1,5	6,54	20,2	u. Goens
	∥	2760		7,65		Bridgman
	⊥	7900		6,25		
Zinn	∥	8650	6,72	13,1	30,5	Bridgman
	⊥	5510	6,02	9,1	15,45	
Antimon	∥	3020	16,48	31,8	15,56	Bridgman
	⊥	5760	5,26	38,6	7,96	
Wismut	∥			143		Borelius
	⊥			107		u. Lindh
	∥	3550	15,92	127	13,96	Bridgman
	⊥	3790	6,62	100	10,36	
Tellur	∥	4350	—4,14	56000	—1,6	Bridgman
	⊥	2090	27,48	154000	27,2	

Verfahren zur Bestimmung der Texturen.

Welche Verfahren kann man nun zur Bestimmung der Texturen von Metallen heranziehen? Zunächst bieten sich die metallographischen Ätzverfahren dar. Aus der Form der Ätzgrübchen läßt sich in einfachen Fällen die kristallographische Natur der Schlifffläche erkennen. Abgesehen davon, daß dieses Verfahren jedoch sehr mühsam ist, da man ja, um einigermaßen verläßliche Ergebnisse zu erhalten, eine große Zahl von Einzelkörnern untersuchen muß, stößt man sofort auf erhebliche Schwierigkeiten, wenn die Schlifffläche keine einfache kristallographische Fläche ist. Hierzu kommt noch, daß sich mit zunehmendem Kaltbearbeitungsgrad die Ätzbarkeit sehr verschlechtert. Ein weiteres, insbesondere von G. Tammann angegebenes Verfahren verwendet nur die Intensität des von dem Grunde der Ätzgruben reflektierten Lichtes (Schimmermethode). In einfachen Fällen und bei verhältnismäßig grobem Korn ist diese Methode geeignet, sehr rasch zum Ziele zu führen. Bei feinem Korn und vor allem bei verwickelteren Texturen hingegen stößt auch diese Arbeitsweise auf beträchtliche Schwierigkeiten. Hier bewähren sich die besonders bei feinem Korn außerordentlich zuverlässigen, röntgenographischen Verfahren. Ihnen verdanken wir denn auch den weitaus überwiegenden Teil unserer heutigen Kenntnisse der Texturen von Metallen.

Bevor ich jedoch daran gehe, zu schildern, was auf diesem Weg bisher erreicht worden ist, möchte ich noch ganz kurz andeuten, wie man aus dem Röntgendiagramm auf die Textur schließen kann. Es wurde heute schon wiederholt ausgeführt, daß man sich den Vorgang der Beugung der Röntgenstrahlen an Kristallen vorstellen kann als eine gewöhnliche (optische) Reflexion an den Netzebenen, mit der Einschränkung jedoch, daß diese Reflexion nur dann erfolgt, wenn der Strahl in einem ganz bestimmten (von der Netzebene und der Wellenlänge des Röntgenstrahls abhängigen) Winkel einfällt. Bestrahlen wir nun ein als sehr feinkörnig vorausgesetztes Gefüge mit „einfarbigem" Röntgenlicht und betrachten wir zunächst nur eine bestimmte Netzebene. Reflexion an ihr wird dann eintreten, wenn sie einen ganz bestimmten Winkel mit dem einfallenden Strahl einschließt. Wegen der Feinheit des Kornes wird in sehr vielen Kriställchen die betrachtete Ebene gerade den verlangten Winkel mit dem Strahl bilden. Die Gesamtheit der in Reflexionsstellung befindlichen Ebenen bildet die einhüllenden Tangentialebenen eines Kegels um den Röntgenstrahl als Achse. Das reflektierte Licht liegt daher auf einem koaxialen Kegel mit dem doppelten Öffnungswinkel. Der Schar verschiedener Netzebenen entspricht auch eine Schar verschiedener koaxialer Reflexionskegel, deren Schnitte mit photographischen Aufnahmevorrichtungen in Abb. 6a bis c dargestellt sind. Das Interferenzbild Abb. 6a wird auf einer senkrecht zum einfallenden Röntgenstrahl stehenden photographischen Platte erhalten. Der Schnitt besteht aus einer Schar konzentrischer Kreise, deren Mittelpunkt der Durchschnittspunkt des Primärstrahls ist. (Debye-Scherrer-Kreise.) Auf einem zylindrischen Film, dessen Achse senkrecht zum einfallenden Strahl steht, erhält man eine Schar von Kurven vierter Ordnung; der aufgerollte Film zeigt das in Abb. 6b dargestellte Kurvensystem[1]. Liegt schließlich die Achse des zylindrischen Films parallel zum einfallenden Strahl, so erhält man eine Schar paralleler Kreise, die auf dem aufgerollten Film eine Schar paralleler Gerader bilden[2] (Abb. 6c).

Wenn nun eine Textur, d. h. eine gewisse Regelung in der Anordnung der Kriställchen vorliegt, so treten die reflektierenden Ebenen nicht in sämtlichen überhaupt möglichen Lagen auf. Die Reflexionskegel werden daher nicht mehr auf ihrer ganzen Oberfläche, sondern nur auf gewissen Teilen reflektierte Strahlen enthalten. Die Debye-Scherrer-Kreise sind demgemäß nicht mehr ihrer ganzen Länge nach geschwärzt, sondern nur entlang bestimmter, abgegrenzter Bezirke. Die geometrisch durchaus einfache Aufgabe besteht nun darin, die Lage der wichtigsten kristallographischen Flächen zu den physikalisch ausgezeichneten Richtungen (Wachstums-, Deformationsrichtungen) aus der Einfallsrichtung des Strahles und der Lage der Interferenzpunkte auf den den Ebenen zugehörigen Debye-Scherrer-Kreisen zu ermitteln. Genauer auf die Auswertung der Diagramme einzugehen, ist hier wohl nicht am Platz[3].

Eine historische Bemerkung sei hier noch eingeschaltet. Wenn auch schon seit 1913 gelegentlich röntgenographisch Texturen beobachtet worden sind, so datiert der wesentliche Fortschritt doch von den Polanyischen Untersuchungen an Zellulose und hartgezogenen Drähten

[1] In erweiterter Bedeutung spricht man auch hier von Debye-Scherrer-„Kreisen".

[2] Diese Art der Aufnahme bietet den gerade für Texturuntersuchungen wichtigen Vorteil, durch Photometrieren die Intensitätsverteilung längs eines (nun geradlinigen) Debye-Scherrer-„Kreises" bestimmen zu können.

[3] Eine ausführliche Darstellung findet sich z. B. bei R. Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen. Berlin: Julius Springer 1927. Auch bezüglich der Literaturangaben sei auf dieses Lehrbuch verwiesen.

Digitized by Google

(1920/21). Großen Anteil an der Ausbildung der Auswertungsmethoden hat auch K. Weißenberg, von dem auch eine erschöpfende Systematik der homogenen Anordnungsmöglichkeiten herrührt.

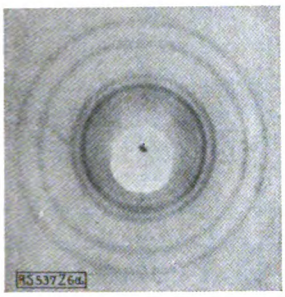


Abb. 6a. Platte senkrecht zum Strahl.

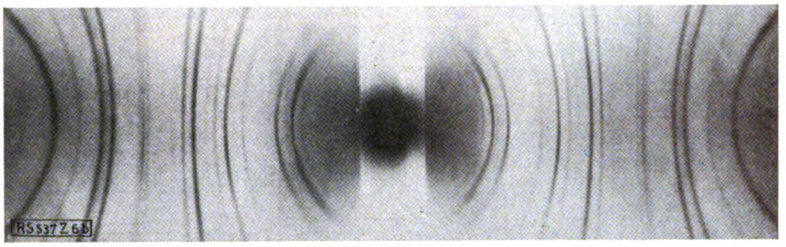


Abb. 6b. Zylindrischer Film senkrecht zum Strahl.

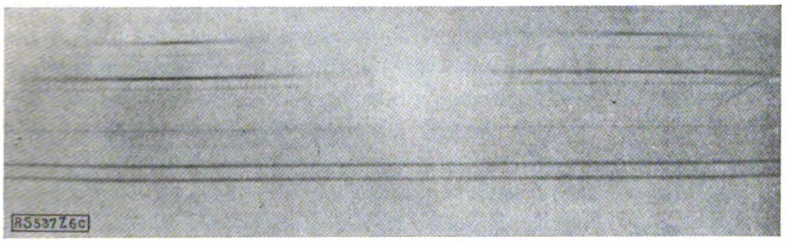


Abb. 6c. Zylindrischer Film parallel zum Strahl.

Abb. 6a bis c. Debye-Scherrer-Diagramme von Aluminium.

Bisherige Ergebnisse der Texturforschung.

Ihrer Entstehung nach kann man die Texturen in Wachstums- und Deformationstexturen einteilen, zu denen sich in einer gewissen Zwitterstellung die Rekristallisationstexturen gesellen.

a) Wachstumstexturen.

Sehr spärlich sind zur Zeit noch unsere Kenntnisse von den Gußtexturen der Metalle, denen jedoch für die weitere Verarbeitung in vielen Fällen erhebliche Bedeutung zukommen dürfte. In Abb. 7 ist der geätzte Schnitt eines Aluminium-Gußbarrens dargestellt. Man erkennt deutlich das auf eine schmale Schicht feiner Keimkristalle in der Gußoberfläche folgende strahlige Gefüge in den Randzonen, das ungefähr senkrecht zu den Abkühlungsflächen in das Innere des Barrens strebt. Abb. 8 zeigt ein Diagramm, welches bei senkrechter Durchstrahlung eines in der Richtung der strahligen Randkristalle herauspräparierten Stäbchens erhalten wurde. Aus ihm geht hervor, daß in allen Kriställchen die Würfelkante mit guter Näherung parallel der Längsrichtung (Abkühlungsrichtung) liegt („einfache Fasertextur"). Gleiches gilt für die strahlige Randzone von Kupfergußblöcken (wirebars). Bei strahligem Zinkgußgefüge liegen die Verhältnisse nicht so einfach. Abb. 9 zeigt ein analog wie oben an Aluminium erhaltenes Diagramm. Hier liegt nicht eine bestimmte kristallographische Richtung in allen Kriställchen parallel zur Abkühlungsrichtung, sondern es scheint stets eine wichtige Kristallrichtung, die hexagonale Achse, senkrecht zur Abkühlungsrichtung zu stehen. Es ist dies eine Anordnung, die nach Weißenberg als „Ringfasertextur" zu bezeichnen wäre. Die ausgezeichnete Spaltfläche des Zinks, die Basisfläche, liegt zufolge dieser Textur stets parallel zur Längsrichtung der strahligen Randkristalle.

Eine weitere Gruppe von Wachstumstexturen sind die Elektrolyttexturen, deren Untersuchung wir vor allem R. Glocker und E. Kaupp verdanken. In Abb. 10a und b ist je ein Diagramm nach Reflexion an der Ober- und Unterseite einer Kupfer-Elektrolytfolie wiedergegeben. Während in der obersten Schicht eine sehr gute

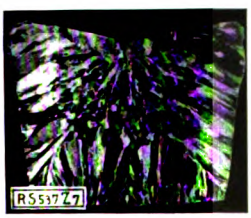


Abb. 7. Schnitt eines Aluminiumbarrens (nach J. Czochralski) rd. 1/4 nat. Gr.

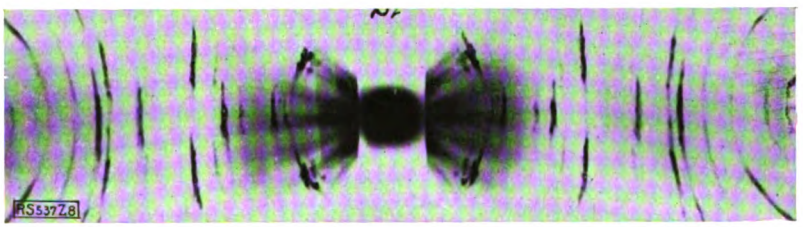


Abb. 8. Gußtextur von Aluminium (nach J. Czochralski und E. Schmid). [100] parallel zur Wachstumsrichtung.

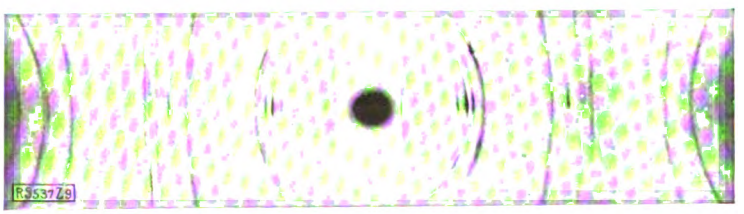


Abb. 9. Gußtextur von Zink (nach E. Schmid und G. Wassermann). [0001] senkrecht zur Wachstumsrichtung.

Digitized by Google

Textur erkennbar ist (die Kriställchen liegen hier mit einer Flächendiagonale parallel zur Wachstumsrichtung), herrscht an der Unterseite noch nahezu regelloses Gefüge (Keimschicht).

Elektrolyttexturen sind auch noch an einer großen Zahl anderer Metalle ermittelt worden. Es hat sich dabei

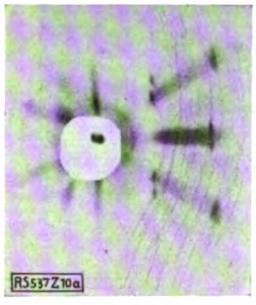


Abb. 10a. Oberseite. [101] parallel zur Wachstumsrichtung.

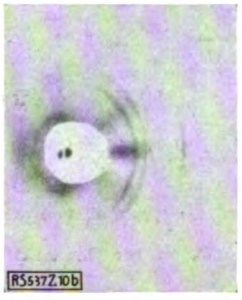


Abb. 10b. Unterseite des Beschlages. Regelloses Gefüge.

Abb. 10a und b. Elektrolyttextur von Kupfer (nach R. Glocker und E. Kaupp).

ergeben, daß sowohl die Zusammensetzung des Elektrolyten wie die Stromdichte von Einfluß auf die Ausbildung der Anordnung ist. Eine Zusammenstellung der bisher erkannten Wachstumstexturen ist in Zahlentafel 2 gegeben.

Zahlentafel 2. Wachstumstexturen von Metallen.

Metall	Gitterart	Parallel zur Wachstumsrichtung liegen		Elektrolyt
		im Gußblock	im Elektrolytblech	
Al	kubisch flächenzentr.	[100]		
Cu	„	[100]	[110]	$^1/_1$ n-$CuSO_4$
Ag	„		[111] und [100]	$^1/_{10}$ n-$AgNO_3$
Ni	„		[100]	$^1/_{10}$ n-$NiCl_2$ + $^9/_{10}$ n-$NiSO_4$
			[112]	$^9/_{10}$ n-$NiCl_2$ + $^1/_{10}$ n-$NiSO_4$
Pb	„		[112]	$^1/_1$ n-$Pb(ClO_4)_2$
Cr	kubisch raumzentr.		[111]	Verf. v. Grube
α-Fe	„		[111]	10% $Fe_2(NH_4)_2(So_4)_3$
α-Fe	„		[111]	50% $FeCl_2$
Zn	hexagonal dichteste Kugelpackung	[0001] ⊥WR (Ringfasertext.)		

Welches sind nun die Ursachen für das Zustandekommen der Wachstumstexturen? Eine Antwort auf diese Frage geben vielleicht die Versuche von R. Groß und H. Möller über das Kristallwachstum in Röhren. In Abb. 11 ist schematisch gezeigt, wie bei richtungsabhängiger Kristallisationsgeschwindigkeit (*a* bis *c*) von einer Reihe von Keimen (K_1 bis K_2) alsbald jener den ganzen Querschnitt der Röhre ausfüllt und allein weiterwächst, für den die Richtung der größten Wachstumsgeschwindigkeit den kleinsten Winkel mit der Röhrenachse einschließt. Das auf diese Weise entstehende Gefüge, Schicht feiner Keimkristalle an der zuerst erstarrten Oberfläche und sodann durch Wachstumsauslese Übergang in eine einfache Fasertextur ist gerade das, was wir sowohl an den Guß- wie an den Elektrolyttexturen beobachten.

b) Deformationstexturen.

Über Deformationstexturen liegen heute schon eine sehr erhebliche Zahl von Arbeiten vor. Es kann sich hier nur darum handeln, die wichtigsten Ergebnisse aufzuführen.

In den Abb. 12 und 13 sind zunächst Texturdiagramme dargestellt, wie man sie bei senkrechter Durchstrahlung von hartgezogenen, weitgehend abgeätzten Drähten von Aluminium und Kupfer erhält. Aus den Koordinaten der Interferenzpunkte des Aluminiumdiagramms ergibt sich, daß hier eine einfache Fasertextur mit der Raumdiagonale parallel zur Zugrichtung vorliegt. Bei Kupfer findet sich, wie sich aus Abb. 13 ergibt, noch eine zweite Gruppe von Körnern, die mit der Würfelkante parallel zur Drahtrichtung liegen; „doppelte Fasertextur". Diese beiden Anordnungen, Raumdiagonale und Würfelkante parallel zur Zugrichtung, wurden bei allen regulär-flächenzentrierten Metallen wiedergefunden; die Anteile der beiden Gruppen sind allerdings von Metall zu Metall verschieden. Im Gegensatz zu den flächenzentrierten Metallen weisen die raumzentrierten im hartgezogenen Zustand nur eine einfache Fasertextur auf. Hier liegt stets die Flächendiagonale parallel zur Zugrichtung. Als Beispiel zeigt Abb. 14 ein Diagramm von hartgezogenem α-Eisen. Eine schematische Darstellung der Zugtexturen regulärer Metalle gibt Abb. 15.

Eine genauere Untersuchung der Textur hartgezogener Drähte lehrt übrigens, daß die Richtung der Faserachse und die Güte der Ausbildung der Textur keineswegs in allen Teilen des Querschnittes gleich ist. Die Güte der Gleichrichtung nimmt nach der Mitte des Drahtes hin erheblich zu, wie die Texturdiagramme an verschieden weit abgeätztem Kupferdraht in Abb. 16a bis d zeigen. Die Faserachse selbst ist ferner nur in den zentralen Zonen exakt parallel zur Längsachse des Drahtes; in den Randzonen liegt sie etwas geneigt. Der Höchstwert der Schiefstellung tritt knapp unterhalb der Drahtoberfläche ein. Der Neigungswinkel stimmt hier mit dem Winkel der Ziehdüse überein. Abb. 17 zeigt, wie man sich dementsprechend die Textur eines hartgezogenen Drahtes vorzustellen hätte.

Die beim Stauchen von Metallen sich ausbildenden Texturen sind ebenfalls einfache Fasertexturen. Faserachse ist die Druckrichtung, der sich die einzelnen Körner mit einer bestimmten kristallographischen Richtung mehr oder minder parallel einstellen. Abb. 18a und b zeigen die an gestauchtem Aluminium und Eisen erhaltenen Diagramme. Bei flächenzentrierten Metallen liegt die Flächendiagonale parallel zur Druckrichtung, bei den raumzentrierten die Raumdiagonale.

In gewalzten Blechen ist nicht nur eine Richtung, die Walzrichtung, sondern auch eine Ebene, die Walzebene, vor den übrigen ausgezeichnet. Die Lagenmannigfaltigkeit in den Walztexturen ist demgemäß eine erheblich beschränktere. Bei den raumzentrierten Metallen

Digitized by Google

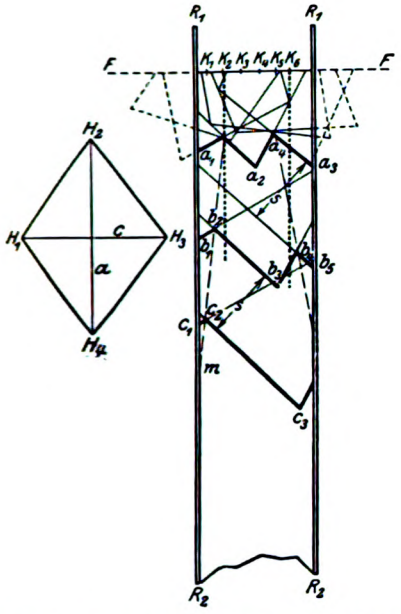


Abb. 11. Kristallwachstum in Röhren. Wachstumsauslese nach R. Groß und H. Möller.

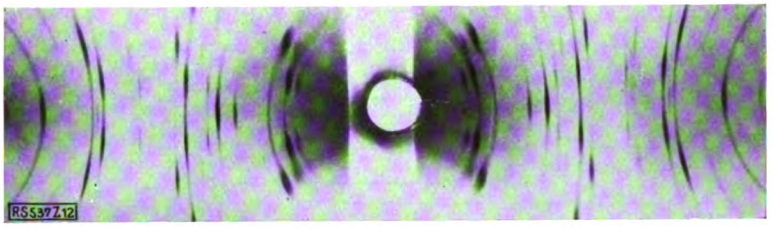


Abb. 12. Ziehtextur von Aluminium (nach E. Schmid und G. Wassermann).
[111] parallel zur Zugachse.

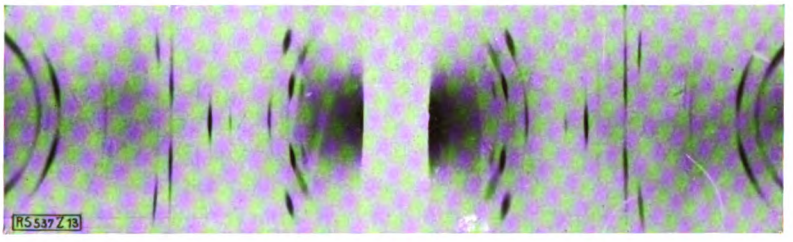


Abb. 13. Ziehtextur von Kupfer (nach E. Schmid und G. Wassermann).
1. [111] parallel zur Zugachse, 2. [100] parallel zur Zugachse.

Abb. 14. Ziehtextur von α-Eisen (nach F. Wever).
[101] parallel zur Zugachse.

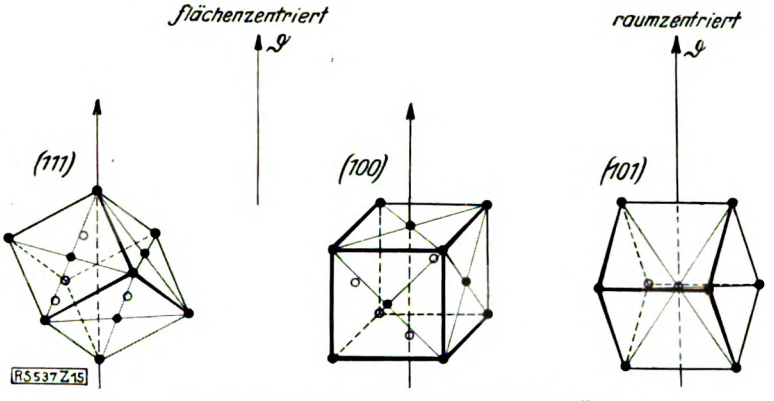


Abb. 15. Schema der Ziehtextur regulärer Metalle.
1. [111] parallel zur Ziehrichtung; [101] parallel zur Ziehrichtung.
2. [100] parallel zur Ziehrichtung.

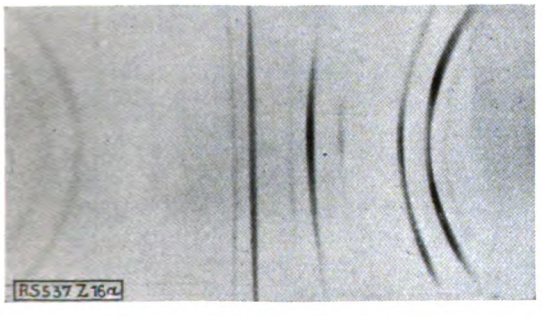


Abb. 16a. Kupferdraht 1,75 mm Dmr.

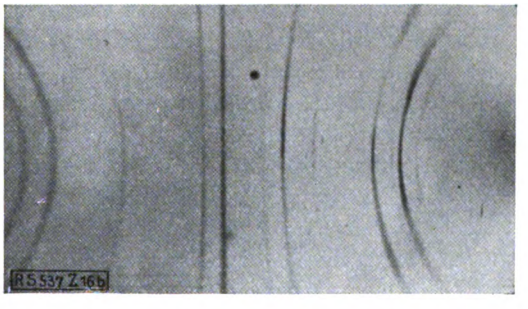


Abb. 16b. Derselbe Draht auf 1,3 mm abgeätzt.

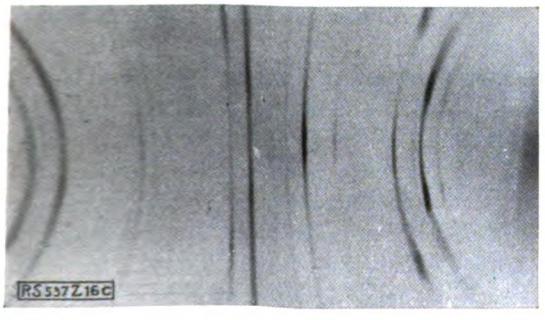


Abb. 16c. Derselbe Draht auf 1,0 mm abgeätzt.

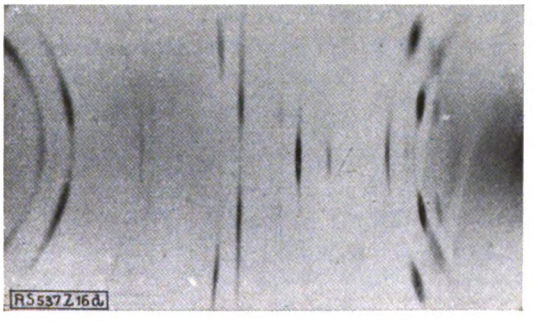


Abb. 16d. Derselbe Draht auf 0,4 mm abgeätzt.

Abb. 16a bis d. Ausbildung der Fasertextur in verschiedenen Schichten eines hartgezogenen Drahtes (nach E. Schmid und G. Wassermann).

Digitized by Google

ordnen sich die einzelnen Körner mit einer Würfelfläche parallel der Walzebene und einer Flächendiagonale parallel der Walzrichtung. Verwickelter liegen die Verhältnisse bei den flächenzentrierten Metallen. Hier über-

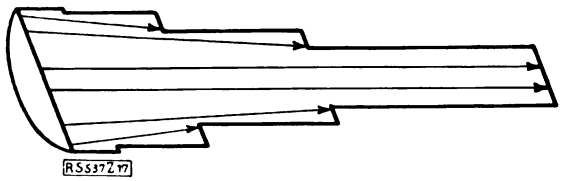


Abb. 17. Modell eines hartgezogenen Drahtes (nach E. Schmid und G. Wassermann).
Die Richtung der Pfeile gibt die Richtung der Faserachsen, die Länge der Pfeile die Güte der Gleichrichtung an.

wiegt stark eine Einstellung mit der Rhombendodekaederfläche in der Walzebene und einer [112]-Richtung in der Walzrichtung. Bei Aluminium findet sich aber auch noch eine zweite Lage mit der gleichen Walzebene und der Raumdiagonale in der Walzrichtung. Bei Gold und Platin wurde als schwach auftretende zweite Walzlage die Würfelfläche in der Walzebene und die Würfelkante in der Walzrichtung gefunden[1]. Diagramme, wie sie bei Durchstrahlung senkrecht zur Walzebene an Aluminium und Silber einerseits, Eisen andererseits erhalten wurden, sind in Abb. 19a bis c wiedergegeben. Eine schematische Darstellung der Hauptwalzlagen kubischer Metalle zeigt Abb. 20. Zahlentafel 3 und 4 geben schließlich eine Zusammenstellung der kristallographischen Kennzeichnung der an Metallen beobachteten Deformationstexturen.

Fragt man wieder nach der Ursache der Ausbildung der Texturen, so wird man wohl nicht fehlgehen, wenn man hier im Falle der Deformation den Dehnungsmechanismus des Einzelkristalls dafür verantwortlich macht. Die einzelnen Körner erfahren bei der Kaltreckung der Metalle ja sehr erhebliche bleibende Deformationen (vgl. Abb. 21a und b). Der Hauptmechanismus der plastischen Kristalldehnung, die Translation (Abgleitung einzelner Schichten des Kristalls entlang einfacher kristallographischer Flächen in Richtung wichtiger Gitterkanten) ist aber, wie die schematische Abb. 22 andeutet, mit einer sehr erheblichen Drehung des Gitters in bezug auf die Richtung der angreifenden Kräfte verbunden. Zufolge dieser Gitterdrehungen in den einzelnen Körnern werden sich bestimmte Ebenen und Richtungen immer mehr den durch die Deformationsart ausgezeichneten Ebenen und Richtungen nähern und so die Ausbildung einer Textur bedingen. Eine quantitative Vorausberechnung einer Deformationstextur eines kubischen Metalles auf Grund des Dehnungsmechanismus des Einzelkornes (die Verhältnisse liegen hier verwickelter als in der Abb. 22, da nicht nur eine Translationsfläche, sondern mehrere gleichberechtigte auftreten) ist bisher allerdings noch nicht gelungen.

c) Rekristallisationstexturen.

Zum Schluß seien noch kurz die Texturen besprochen, die man bei der Rekristallisation kalt bearbeiteter Metalle beobachtet. An gezogenen Drähten wurde eine

[1] Systematische Versuche über den Einfluß der Art des Walzens auf die Textur und über deren Ausbildung in verschiedenen Schichten des Bleches liegen noch nicht vor.

Zahlentafel 3.
Deformations- und Rekristallisationstexturen von Metallen I.

Metall	Gittertypus	Deformationsart, Glühtemperatur	Parallel zur Kraftrichtung liegen	
			1. Lage	2. Lage
Al	kubisch flächenzentr.	Ziehen	[111] ∥ ZR	—
Al (99,95%)	„	Rekr. bei 600°	[111]	—
Cu	„	Ziehen	[111]	([100]) ∥ ZR
Cu	„	Rekr. bei 1000°	[112]	—
Au	„	Ziehen	[111]	[100]
Ag	„	„	([111])	[100]
Pb	„	„	[111]	—
α-Fe	kubisch raumzentr.	Ziehen	[110] ∥ ZR	
Mo	„	„	[110]	
W	„	„	[110]	
Al	kubisch flächenzentr.	Stauchen	[110] ∥ DR	
Cu	„	„	[110]	
α-Fe	kubisch raumzentr.	Stauchen	[111] ∥ DR	

ZR = Zugrichtung, DR = Druckrichtung.

Zahlentafel 4.
Deformations- und Rekristallisationstexturen von Metallen II.

Metall	Gittertypus	Deformationsart, Glühtemperatur	Parallel zur Kraftrichtung liegen	
			1. Lage	2. Lage
Al	kubisch flächenzentr.	Walzen	[112] ∥ WR, (110) ∥ WE	[111] ∥ WR, (110) ∥ WE
Cu	„	„	[112], (110)	
Cu	„	Rekr. bei 750—1050°	[100], (001)	
Ag	„	Walzen	[112], (110)	
Ag	„	Rekr. bei 750—800°	[112], (131)	
Au	„	Walzen	[112], (1$\bar{1}$0)	[100], (001)
Pt	„	„	[112], (110)	[100], (001)
α-Ms	„	„	[112], (110)	
α-Ms	„	Rekr. bei 300—700°	[112], (131)	
α-Fe	kubisch raumzentr.	Walzen	[110] ∥ WR, (001) ∥ WE	
α-Fe	„	Rekr. über 600°	[350], (001)	
Ta	„	Walzen	[110], (001)	
W	„	„	[110], (001)	

WR = Walzrichtung, WE = Walzebene.

Rekristallisationstextur bisher erst bei reinstem Aluminium (99,95%) und Kupfer beobachtet. Im Gegensatz zu technischem Aluminium, dessen Orientierung beim Glühen regellos wird, bildet sich in Drähten reinsten Aluminiums nach Glühen bei 600° eine ausgesprochene Fasertextur mit der Raumdiagonale parallel der Längsrichtung aus. Es ist dies dieselbe Textur, die auch beim Hartziehen entsteht, deren Schärfe der Einstellung bei der Rekristallisation jedoch erheblich zunimmt (vgl. Abb. 23a und b). In Kupferdraht tritt nach Glühungen

Digitized by Google

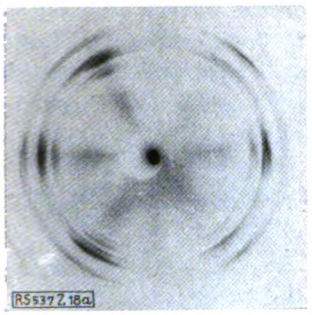


Abb. 18a. Aluminium (nach G. Sachs und E. Schiebold). [101] parallel zur Druckrichtung.

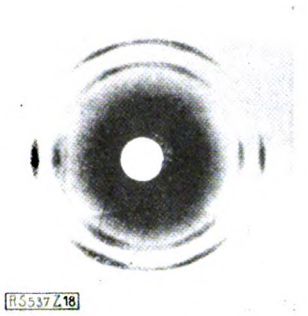


Abb. 18b. α-Eisen (nach F. Wever). [111] parallel zur Druckrichtung.

Abb. 18 a u. b. Stauchtextur kubischer Metalle.

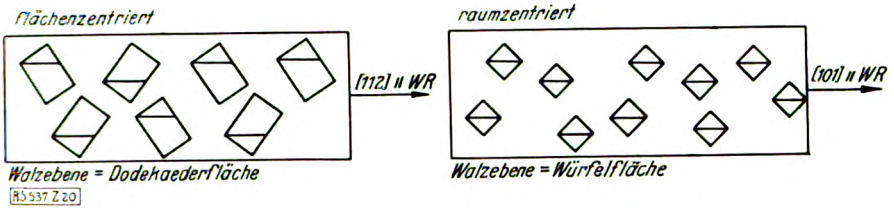


Abb. 20. Schema der Walztextur regulärer Metalle.
a) Flächenzentriert, b) Raumzentriert.

Abb. 19a. Aluminium.
1. [112] parallel zur Walzrichtung, (110) parallel zur Walzebene.
2. [111] parallel zur Walzrichtung, (110) parallel zur Walzebene.

Abb. 19b. Silber.
[112] parallel zur Walzrichtung, (1$\bar{1}$0) parallel zur Walzebene.

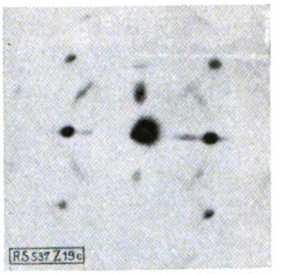
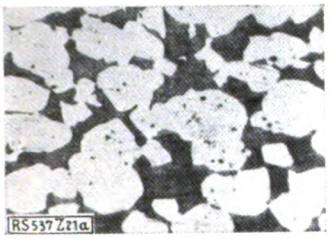


Abb. 19c. α-Eisen.
[110] parallel zur Walzrichtung, (001) parallel zur Walzebene.

Abb. 19a bis c. Walztextur kubischer Metalle (nach R. Glocker).



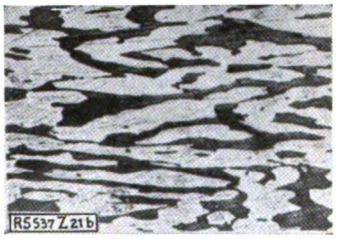


Abb. 21a u. b. Kaltreckung von (α + β)-Messing (nach J. Czochralski).
a vor, b nach der Deformation. 210mal vergr.

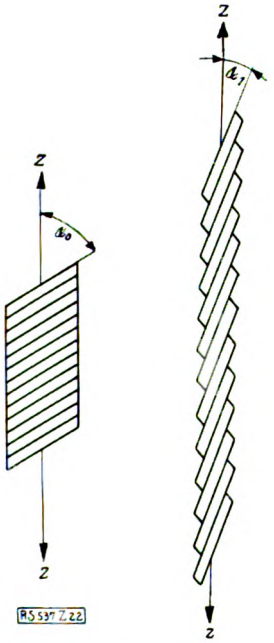


Abb. 22. Plastische Kristalldehnung durch Translation (schematisch).

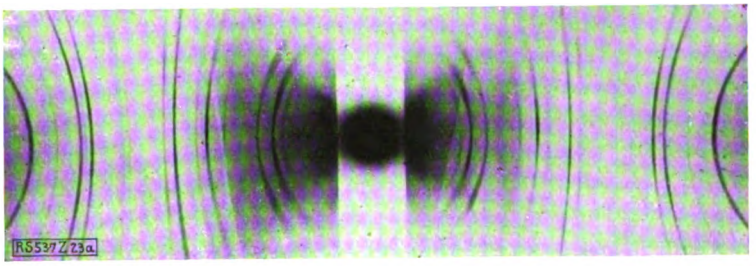


Abb. 23a. Hartgezogener Draht; 0,8 mm Dmr. [111] parallel zur Drahtachse.

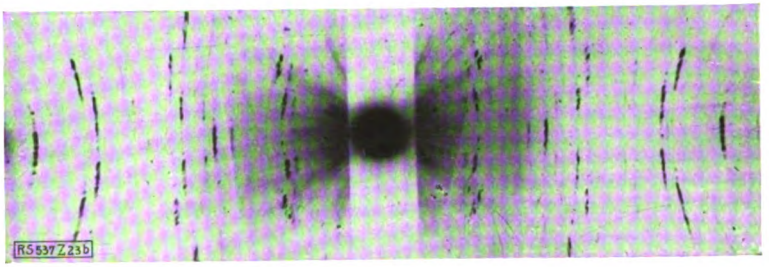


Abb. 23b. Bei 600° rekristallisierter Draht. [111] parallel zur Drahtachse.

Abb. 23a u. b. Rekristallisationstextur von Aluminiumdraht (99,95%) (nach E. Schmid und G. Wassermann).

Digitized by Google

bei 1000° eine Rekristallisationstextur auf, die dadurch gekennzeichnet ist, daß die [112]-Richtung parallel der Drahtachse liegt (Abb. 24). Trotz identischer Gußtexturen und nahe identischer Zugtexturen weisen die beiden flächenzentrierten Metalle, Aluminium und Kupfer in Drahtform somit verschiedene Rekristallisationstextur auf[1].

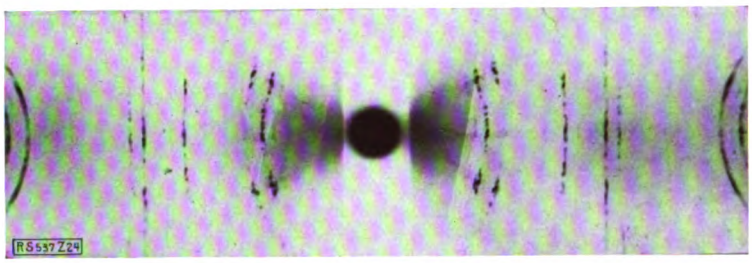


Abb. 24. Rekristallisationstextur von Kupferdraht (nach E. Schmid und G. Wassermann). [112] parallel zur Drahtachse.

bündige Antwort heute noch keineswegs gegeben werden. Einige Erscheinungen, wie daß die Rekristallisationstextur im Kupferdraht auch auftritt, wenn vorher

Abb. 26. Rekristallisationstextur von Kupferblech (nach R. Glocker und H. Widmann). [100] parallel zur Walzrichtung, (001) parallel zur Walzebene.

Die Rekristallisation von Blechen ist insbesondere von R. Glocker, der die erste Rekristallisationstextur beobachtet hat, und seinen Mitarbeitern röntgenographisch verfolgt worden. Außer dem Fall, in dem das Glühen zu keinerlei Textur führt, wurde hier zweierlei Verhalten beobachtet. Entweder bildet sich durch Glühung bei mittleren Temperaturen regelloses Gefüge erzeugt wurde, scheinen die Rekristallisationstexturen den Wachstumstexturen an die Seite zu stellen. Auffällig ist dabei aber die Verschiedenheit der Glühtexturen gleichartig kristallisierender Metalle mit identischer Gußtextur.

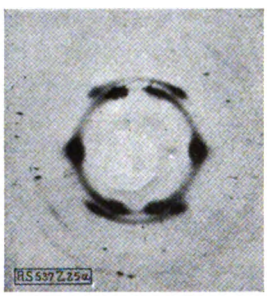


Abb. 25 a. Walztextur; Beginn der Rekristallisation (40°). [112] parallel zur Walzrichtung, (110) parallel zur Walzebene.

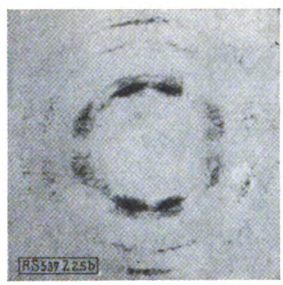


Abb. 25 b. Rekristallisationstextur (700°). [112] parallel zur Walzrichtung, (131) parallel zur Walzebene.

Abb. 25 c. Regellose Orientierung (900°).

Abb. 25 a bis c. Rekristallisation von Silberblech (nach R. Glocker).

Glühung bei mittleren Temperaturen eine neue Textur aus, die dann bei weiterem Glühen bei erhöhter Temperatur unter Entstehung regellosen Gefüges wieder verschwindet (Silber; Abb. 25a bis c) oder aber es entsteht schon bei sehr tiefen Glühtemperaturen eine Rekristallisationstextur, die dann bis zu den höchsten Temperaturen erhalten bleibt (Kupfer; Abb. 26)[2]. Eine Zusammenstellung der bisher beobachteten Rekristallisationstexturen ist in den Zahlentafeln 3 und 4 mit enthalten.

Wirft man schließlich auch hier die Frage nach der Ursache der Ausbildung der Textur auf, so kann eine

Wenn man ein Urteil über die bisherigen Leistungen der Texturforschung gewinnen will, so muß man, glaube ich, Antworten auf die beiden folgenden Fragen suchen. 1. Inwieweit hat sie unsere Kenntnis und unser Verständnis des metallischen Werkstoffes erweitert und 2. inwieweit hat sie auch bereits unmittelbar für die praktische Anwendung brauchbare Ergebnisse gezeitigt. Zu dem ersten Punkt ist zu sagen, daß gerade die Auffindung der Texturdiagramme bei hartgezogenen Drähten es war, die ein eingehendes Studium der Vorgänge bei der plastischen Kristalldeformation veranlaßt hat und dem wir es verdanken, daß heute der Mechanismus der bleibenden Kristallverformung weitgehend (auch quantitativ) erkannt ist. Die Texturforschung hat ferner, worauf besonders Glocker hingewiesen hat, den Nachweis erbracht, daß wir den Begriff der Rekristallisation keineswegs bloß mit der Entstehung eines neuen Gefüges zu verknüpfen, daß wir vielmehr auch noch die Orientierung dieses neuen Gefüges mit in Betracht zu ziehen haben. Sie hat weiterhin nachdrücklich auf die Bedeutung der Glüh-

[1] Es sei hierbei bemerkt, daß die mechanischen Eigenschaften geglühter Drähte mit Rekristallisationstextur sehr auffällig unterschieden sind von den Eigenschaften gewöhnlicher weichgeglühter Drähte mit regellosem Gefüge. Zugfestigkeit und Dehnung sind gesunken, die elastische Nachwirkung ist vollkommen verschwunden.

[2] Die gerichtete Rekristallisation führt naturgemäß auch bei den Blechen zu Unterschieden gegenüber dem Verhalten von solchen mit regellosem Gefüge, worauf wohl im nächsten Vortrag des näheren eingegangen werden wird.

Digitized by Google

temperatur hingewiesen. Ein kurzes Glühen bei hoher Temperatur ist keineswegs gleichwertig einem längeren bei niedrigerer Temperatur. In dem einen Fall kann Textur und dadurch völlige Veränderung der Eigenschaften entstehen, in dem anderen Falle nicht. Ein wichtiger Helfer ist die Texturforschung ferner, wie bereits erwähnt, bei der zielbewußten Herstellung metallischer Werkstücke bestimmter vorgegebener Eigenschaften. Denn wenn auch die Textur keineswegs ausschließlich die Eigenschaften des Werkstückes bestimmt (die Verfestigung der Einzelkörner spielt z. B. für die technologischen Eigenschaften auch eine sehr erhebliche Rolle), so ist sie doch ein wesentlicher Faktor. Dies gehört aber eigentlich schon zur zweiten, oben gestellten Frage, auf die im nächsten Vortrag noch besonders eingegangen werden wird.

Versuche über die Rekristallisation von Metallen. II.

Von **R. Karnop** und **G. Sachs**[1]

Wie wenig die Rekristallisationserscheinungen bisher geklärt sind, ergibt sich wohl am anschaulichsten daraus, daß es unmöglich ist, das Verhalten eines Metalls für einen Fall vorauszusagen, der sich von den üblichen technischen Verhältnissen etwas weiter entfernt. Dabei dürften für den Aufbau einer umfassenden Rekristallisationstheorie gerade solche Versuche von großer Bedeutung sein, bei denen der Versuch gemacht ist, die verschiedenen, für die Rekristallisation maßgebenden Faktoren unabhängig voneinander zu variieren. In Fortsetzung der in unserer I. Mitteilung[2] gebrachten Untersuchungen mögen daher im folgenden weitere Versuche beschrieben werden, die einige neuartige Rekristallisationsgesetzmäßigkeiten zutage gefördert haben[3].

Die Versuche sind durchweg an handelsüblichem Aluminium[4] mit 99,3% Al (0,4% Fe, 0,2% Si) durchgeführt worden. Soweit nichts Besonderes erwähnt, gelangte das Aluminium in Form gezogener Stangen von 3 bis 10 mm Stärke, danach bei 500 bis 550°[5] eine Stunde geglüht und an der Luft erkaltet, zur Verwendung.

Da bei den weiteren Versuchen Proben verschiedener Korngröße zum Vergleich gelangten, war zunächst der Einfluß der Korngröße zu klären. Bekannt ist, daß die Rekristallisation um so später eintritt, je größer das Korn des Ausgangsmaterials ist. Systematische Untersuchungen hierüber liegen bisher jedoch anscheinend nicht vor, ebensowenig wie über die Korngröße der neu gebildeten Kristalle.

Daher wurde eine Anzahl von Stäben um 3, 10 und 20% gedehnt und auf 550° eine Stunde erhitzt. Die um 3% gedehnten Stäbe bestanden danach aus einzelnen Kristallen, bei den um 10% gedehnten ging eine 1 cm lange Strecke durch 3 bis 4 Kristalle, bei den um 20% gedehnten durch rund 20 und beim Ausgangsmaterial durch rund 100 Kristalle.

Je ein Stab jeder Gruppe wurde, soweit möglich, um 3, 6, 12, 18 und 25% gedehnt und je eine halbe Stunde stufenweise um 25° steigenden Temperaturen ausgesetzt. Das Ergebnis der Versuche ist in Tabelle 1 zusammengestellt.

Hinsichtlich des Rekristallisationseintritts zeigt sich, wie zu erwarten, daß die Temperatur um so höher liegt, je geringer der Reckgrad und je größer das Ausgangskorn ist.

Was die Korngröße anbetrifft, so zeigt sich nur beim feinkörnigsten Zustand (Abb. 1) die bekannte Gesetzmäßigkeit, daß bei geringen Reckgraden einzelne große Kristalle, bei hohen Reckgraden dagegen wieder ein feines Korn entsteht. Andeutungsweise ist diese Gesetzmäßigkeit noch bei den Stäben mit 20 Kristallen auf 1 cm zu erkennen (Abb. 2). Bei den grobkörnigen Stäben (Abb. 3) entstehen aber weder nach geringen Verformungen besonders große Kristalle, noch besonders kleine nach starken Verformungen. Hierbei ist allerdings zu beachten, daß die Stäbe sich bei der Dehnung ungleichmäßig verformen. Dadurch kann die Ausbildung ganz großer Kristalle unterbunden und die Korngrößenunterschiede können verringert sein.

Infolge der ungleichmäßigen Dehnung der Stäbe mit 3 bis 4 Kristallen auf 1 cm liegen auch deren Rekristallisationstemperaturen verhältnismäßig niedrig. Für feinere Untersuchungen können Stäbe mit weniger als etwa 20 Kristallen auf 1 cm ihrer Ungleichmäßigkeit wegen nicht verwendet werden.

Ganz allgemein ist noch zu beachten, daß die an der Oberfläche gelegenen Kristalle sich anders verhalten, als die im Innern eingeschlossenen. Das Innere rekristallisiert in der Regel früher als die Oberflächenschicht. Bei Entstehung großer Kristalle ist daher die Oberflächenschicht häufig noch feinkörnig.

In der Technik hat man es normalerweise mit einem ziemlich feinkörnigen Material zu tun. Die Kristalle eines Stoffes, der keinerlei Zustandsänderungen im festen Zustand erleidet, scheinen auch unter eine gewisse Größe nicht herabzugehen. Das Verhalten des hier untersuchten feinkörnigen Materials (Abb. 1) entspricht daher annähernd auch den Verhältnissen, wie sie in der Praxis und bei Untersuchungen anderer Forscher vorliegen.

---

[1] Original: Z. Phys. Bd. 52, S. 301—313. 1928.

[2] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 42, S. 283 bis 301. 1927. Dort finden sich auch ausführliche Literaturangaben.

[3] Von G. Masing: Z. Metallkunde Bd. 12, S. 457—498. 1920, liegen einige Versuche im Sinne unserer Arbeit vor. Die Versuche von Masing sind jedoch an den schon bei gewöhnlicher Temperatur rekristallisierenden Metallen Zinn und Zink gemacht und infolgedessen nicht ganz durchsichtig.

[4] Den Vereinigten Aluminium-Werken A.-G. sind wir für Überlassung des Materials zu Dank verpflichtet.

[5] Glühen der Proben bei 550° führte vielfach zur Entstehung sehr großer Kristalle, so daß dann 500° gewählt werden mußten (vgl. Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 90—93. 1927).

Digitized by Google

A. Einfluß der Anlaßtemperatur.

Für die Korngröße eines solchen Materials nach der Rekristallisation pflegt man in der Regel nur den Betrag der Verformung und die Höhe der Glühtemperatur als maßgebend anzusehen und die übrigen Faktoren zu vernachlässigen. Unter anderem wird auch meist stillschweigend vorausgesetzt, daß der Ausgangszustand des

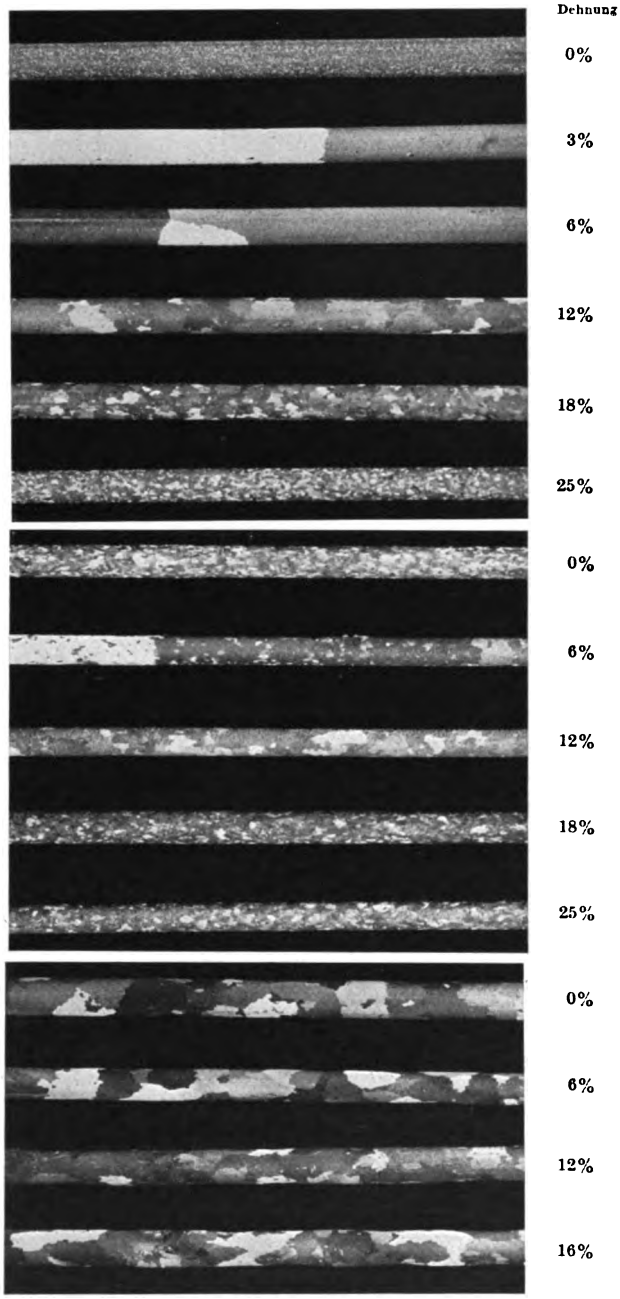


Abb. 1 bis 3. Einfluß der Ausgangskorngröße auf die Korngröße von rekristallisiertem Aluminium. (1,8fach vergr.)

Materials, insbesondere die Glühtemperatur vor der Reckung, praktisch einflußlos ist. Da aber hierüber anscheinend noch nichts Sicheres bekannt ist, wurden einige Versuche zur Klärung dieses Einflusses durchgeführt.

Wenn ein Stab um einen gewissen Betrag gedehnt wird, dann wieder auf 550° erhitzt und von neuem gedehnt wird, so haben wir den normalen Fall vor uns, bei dem allein die letzte Verformung als wirksam angesehen wird. Fällt dagegen die Zwischenglühung fort, so ist die Rekristallisation von der Summe beider Verformungen abhängig.

Was geschieht nun, wenn für die Zwischenglühung eine tiefere Temperatur gewählt wird?

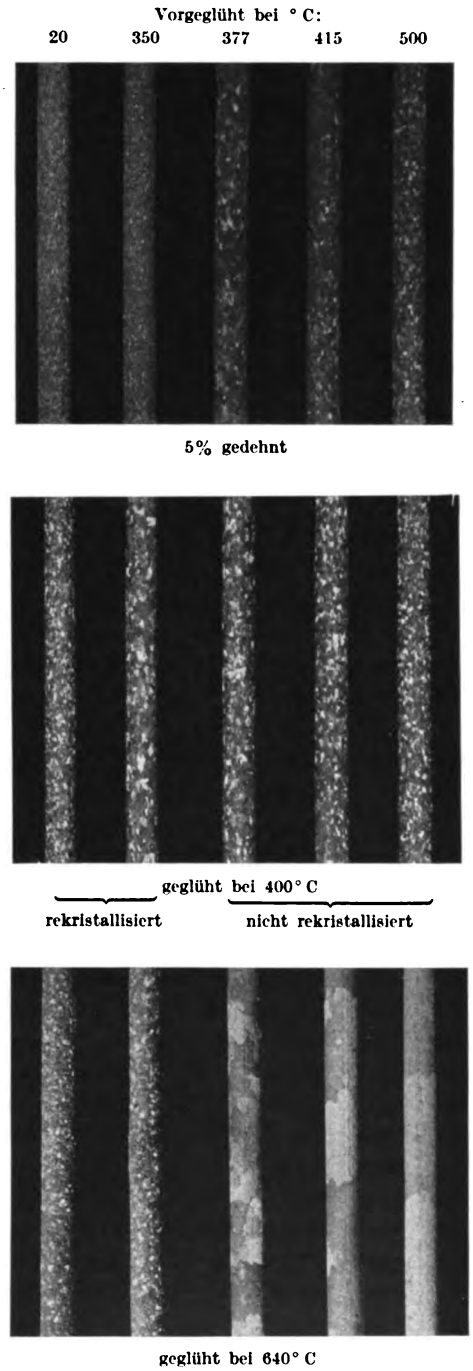


Abb. 4 bis 6. Einfluß von Zwischenglühungen bei verschiedenen Temperaturen auf die Rekristallisation von Aluminium. (1,8fach vergr.)

Von vornherein ist hierbei zu beachten, daß diese Temperatur entweder so hoch gewählt werden kann, daß die Rekristallisation abgeschlossen ist, d. h. durchweg neue Kristalle entstanden sind. Die Wahl einer höheren Temperatur hat dann nach Abb. 4 äußerlich keine wesentlichen Gefügeänderungen mehr zur Folge. Ist das Korn, wie im vorliegenden Falle, einigermaßen grob, so tritt selbst bei sehr hohen Glühtemperaturen kaum noch merkliche Sammelkristallisation ein. Den-

Digitized by Google

noch zeigt Abb. 6, daß nach erneuter Dehnung die niedriger geglühten Stäbe anders als die hochgeglühten rekristallisieren. Die Korngröße wächst mit der Temperatur der Vorglühung an. Die Rekristallisationstemperatur der Stäbe ist dagegen nicht nachweislich verschieden (Tabelle 2). Der Korngröße nach (Tabelle 1) hätte der bei 367° vorgeglühte Stab bei etwa 450° rekristallisiert sein können.

Die Temperatur der Vorglühung kann aber auch so niedrig gewählt werden, daß eine Rekristallisation mit den bisherigen Hilfsmitteln nicht nachweisbar ist, obwohl schon eine deutliche Glühwirkung auf den mechanischen Widerstand, eine Entfestigung, eingetreten ist[1]. Dieser Abfall betrug im vorliegenden Falle (Tabelle 2) (gemessen an der Spannung, die für 5% Dehnung erforderlich war) bei 350° etwa die Hälfte der gesamten Entfestigung, d. h. des Unterschiedes zwischen der Spannung bei ungeglühten und bei rekristallisierten Proben. Dabei lag die Temperatur mit 350° nur 17° tiefer als die Temperatur bei den ersten vollständig rekristallisierten und entfestigten Proben. Der Stab rekristallisierte jedoch, wie Tabelle 2 und Abb. 5 zeigen, fast so, wie wenn eine Zwischenglühung überhaupt nicht vorgenommen worden wäre. Vielleicht ist das Korn etwas gröber, die Rekristallisationsgrenze etwas höher als beim Stabe ohne Zwischenglühung; dieser Unterschied entspricht aber höchstens einer Entfestigung von vielleicht $^1/_{20}$ bis $^1/_{10}$ der gesamten möglichen Entfestigung.

[1] G. Sachs und E. Schiebold: Z. Metallkunde Bd. 17, S. 400—402. 1925; R. Karnop und G. Sachs: a. a. O.

Aus diesen Versuchen muß geschlossen werden, daß die eigentliche Ursache der Rekristallisation, der „Rekristallisationszwang", vor seiner Auslösung durch eine Zwischenglühung nur wenig beeinflußt wird. Mit der Rekristallisation tritt dann die hauptsächliche Auslösung dieses Zwanges ein; es bleiben aber noch Reste davon zurück, die erst mit steigender Glühtemperatur allmählich beseitigt werden. Dieser Restzwang äußert sich aber merkwürdigerweise nur in der Korngröße, nicht aber in der Rekristallisationstemperatur.

Gleichzeitig beweisen diese Versuche, daß eine Entfestigung wirklich ohne Rekristallisation vor sich gehen kann (Erholung)[1].

B. Rekristallisation nach wechselnder Beanspruchung.

Die Wirkung mehrerer aufeinanderfolgender Verformungen verschiedener Art und Richtung auf die Verfestigung und Rekristallisation ist keineswegs die gleiche

[1] Man könnte noch einwenden, daß die ersten Stadien der Rekristallisation ein Kornzerfall sind, wodurch ein äußerst feinkörniges Gefüge entstehen würde, dessen Existenz nicht nachweisbar ist. Es ist aber dann nicht einzusehen, weshalb ein solches Haufwerk sich fast genau so verhalten soll wie das Material ohne Zwischenglühung. Daß beim Anlassen zunächst eine Art Kornzerfall eintritt, wird ja wahrscheinlich gemacht durch die röntgenographisch nachweisbare Ausglättung des Gitters ohne äußere Orientierungseffekte (Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 410 bis 411. 1927). Dieser Vorgang ist aber nach den vorliegenden Versuchen von der eigentlichen Rekristallisation durchaus zu trennen und für diese offenbar von untergeordneter Bedeutung.

Tabelle 1. Rekristallisation von Stäben verschiedener Korngröße.

Vorbehandlung	Dehnung:	3%	6%	12%	18%	25%
Gezogen und geglüht 550°, 1 Stunde (etwa 100 Kristalle auf 1 cm Länge)	Spannung	7,9 kg/mm²	10,9 kg/mm²	13,7 kg/mm²	15,4 kg/mm²	16,7 kg/mm²
	Rekristallisation	475° — 500° +½ 525° +	425° — 450° +	375° — 400° +¾ 425° +	350° — 375° +	325° — 350° +
	Korngröße	¼ bis ⅙ · 1/cm	½ · 1/cm	5 bis 6 · 1/cm	12 · 1/cm	30 · 1/cm
20% gedehnt und geglüht 550°, 1 Stunde (etwa 20 Kristalle auf 1 cm Länge)	Spannung	7,5 kg/mm²	10,3 kg/mm²	13,2 kg/mm²	14,7 kg/mm²	15,8 kg/mm²
	Rekristallisation	650° —	500° — 525° +¾ 550° +	425° — 450° + 1	375° — 400° + 1	350° — 375° + 1
	Korngröße		½ bis 1 · 1/cm	10 bis 12 · 1/cm	15 · 1/cm	15 bis 18 · 1/cm
10% gedehnt und geglüht 550°, 1 Stunde (3 bis 4 Kristalle auf 1 cm Länge)	Spannung	6,1 kg/mm²	7,6 kg/mm²	9,8 kg/mm²	10,4 kg/mm² [2]	
	Rekristallisation	650° —	525° — 550° +¾	425° — 450° +½ 475° +	425° — 450° +	
	Korngröße	durchweg 5 bis 7 Kristalle auf 1 cm				

Es bedeutet: — nicht rekristallisiert; + rekristallisiert; +½ zur Hälfte rekristallisiert.

Tabelle 2. Rekristallisation von Stäben nach verschiedener Vorglühung.

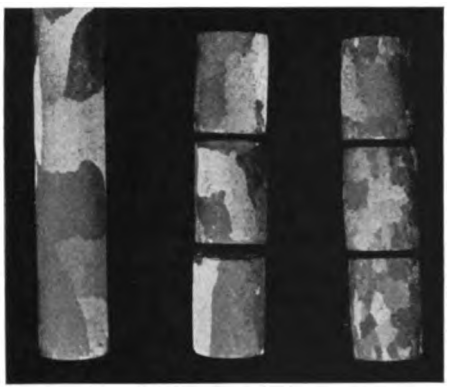
Behandlung	Vorglühung:	Ungeglüht	350°	367°	415°	500°
Gezogen; 500°, 1 Std. geglüht; 20% gedehnt	Spannung	15,5 kg/mm²	12,3 kg/mm²	8,8 kg/mm²	8,9 kg/mm²	9,5 kg/mm²
Geglüht bei verschiedener Temperatur, ½ Std.; 5% gedehnt	Rekristallisation	345° — 365° +	345° — 365° +½ 400° +	550° — 600° + 3 640° +	550° — 600° + 4 640° +	550° — 600° + 1 640° +

Es bedeutet: — nicht rekristallisiert; + rekristallisiert; +½ zur Hälfte rekristallisiert.

[1] Kleine Kristalle an der Oberfläche.
[2] 15 bis 16% gedehnt.
[3] Kleine Kristalle an der Oberfläche.
[4] Viele kleine Kristalle an der Oberfläche.

Digitized by Google

wie die von zwei gleichartigen Verformungen derselben Größe. Die Verfestigung fällt im letzteren Falle stets höher aus[1], und der Rekristallisationszwang wird sogar



5% gedehnt | 5% gestaucht | 5% gedehnt + 5% gestaucht

Rekristallisiert bei: 470° C | 470° C | 510° C

Abb. 7. Einfluß von wechselnder Beanspruchung auf die Rekristallisation. (Nat. Größe.)

bei tordierten Aluminiumkristallen durch Retorsion in die Ausgangslage verringert[2].

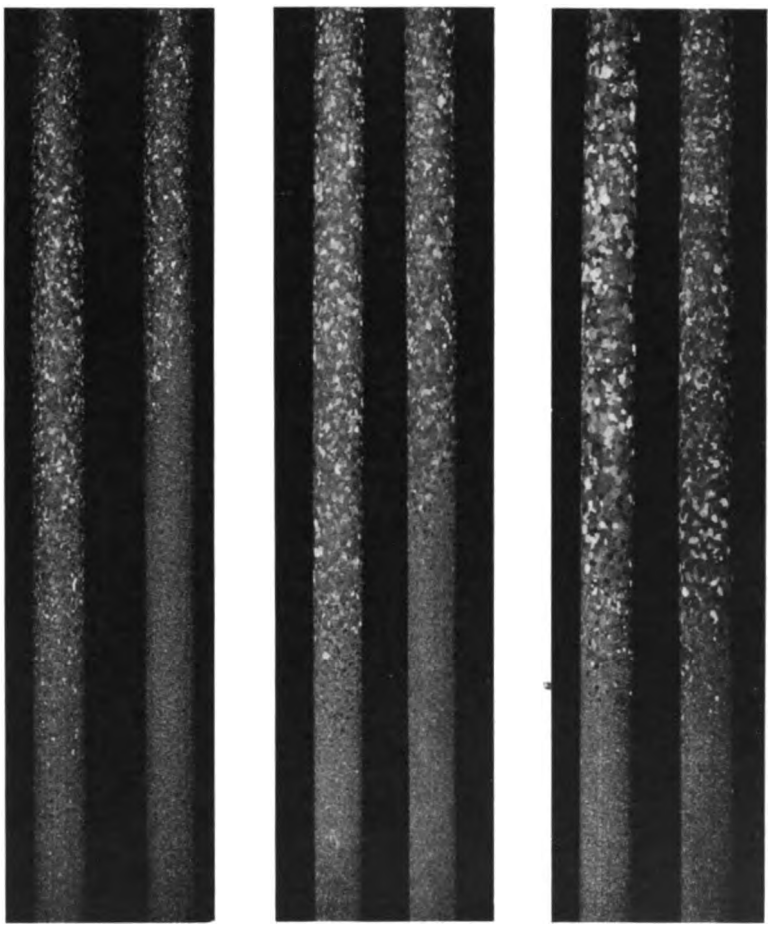
Es lag nun nahe, auch festzustellen, wie sich ein Probekörper bei einer Stauchung verhält, die auf eine gleich große Dehnung folgt. Es handelt sich also dabei um Verformungen, die äußerlich stets gleichmäßig über den ganzen Körper verteilt sind[1]. Ein tordierter und ein retordierter Kristall unterscheiden sich dagegen schon äußerlich stark darin, daß im tordierten Kristall das Gitter verkrümmt ist und an jeder Stelle des Stabes eine andere Lage hat, im retordierten dagegen äußerlich wieder parallel gerichtet ist.

Einige Proben wurden um 5% gedehnt, andere um 5% gestaucht und die gedehnten ebenfalls um 5% gestaucht. Die zum Dehnen und Stauchen des Ausgangsmaterials um 5%[2] erforderliche Spannung betrug etwa 6,2 kg/mm², die zum Stauchen des vorgedehnten um 5% 6,7 kg/mm². Die zusätzliche Verfestigung durch das Stauchen nach dem Dehnen ist also rund 8% und damit etwa halb so groß wie bei zusätzlicher Dehnung um den gleichen Betrag bzw. Stauchung von 5 auf 10% (7,2 kg-mm²).

Beim Ausglühen unter stufenweise um je 20° (½ St.) steigender Glühtemperatur waren die gedehnten und gestauchten Körper bei 450° zu einem großen Teile und bei 470° fast ganz rekristallisiert. Die nach dem Dehnen zurückgestauchten Körper waren dagegen bei 490° nur an einigen kleinen Stellen, und erst bei 510° zu einem großen Teile rekristallisiert. Bei Rückbildung einer Verformung wird also die Rekristallisationstemperatur stark heraufgesetzt, im vorliegenden Falle um etwa 50°.

Dabei waren aber nach Abb. 7 die Kristalle bei diesen Proben im Durchschnitt erheblich kleiner als bei den in einer Richtung verformten.

Auch bei dieser Versuchsreihe zeigt sich also, daß die Rekristallisationstemperatur durch Wechsel der Beanspruchungsrichtung im anderen Sinne beeinflußt wird als die Korngröße. Diese beiden Kennzeichen für einen Rekristallisationszwang sind also keineswegs gleichwertig.



Belastung: 0 | 0,5 kg/mm² | 0 | 0,4 kg/mm² | 0 | 0

Dehnung: | 25% | | 20% | | 20%

Temperatur in Bildmitte: | ∞ 400° C | | ∞ 407° C | | ∞ 470° C

Abb. 8 bis 10. Einfluß von Belastungen während der Rekristallisation (1,5 fach vergr.).

[1] G. Sachs und E. Schiebold: Z. V. d. I. Bd. 69, S. 1557 bis 1561 und 1601—1604. 1925; G. Sachs: Ebenda Bd. 71, S. 1511—1516. 1927.

[2] G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 18, S. 209—212. 1926.

[1] Die Probekörper beim Stauchen hatten 10 mm Durchmesser und 15 mm Höhe. Durch das Schmieren bei stufenweiser Belastung konnten die Probekörper einigermaßen zylindrisch gehalten werden. Die Rekristallisation war jedoch noch etwas unregelmäßig und bevorzugte gewisse Längszonen der Probekörper.

[2] Die genauen Zahlen waren 5,0% Höhenverminderung beim Stauchen und $\frac{5,0}{0,95} = 5,3\%$ Verlängerung = 5,0% Querschnittsverminderung beim Dehnen. Bei den gedehnten und gestauchten Körpern wurde also genau die ursprüngliche Höhe wiederhergestellt.

Digitized by Google

C. Einfluß von Belastungen bei der Rekristallisation[1].

Eine weitere, bisher nicht beantwortbare Frage ist die nach dem Einfluß von Belastungen während der Rekristallisation.

Zu diesem Zwecke wurde eine Anzahl Proben um 20 bzw. 25% gedehnt und nebeneinander eine belastete und eine unbelastete Probe in einem Ofen erhitzt. Der Ofen hatte von oben nach unten ein nicht unerhebliches Temperaturgefälle, so daß bei den in Frage kommenden Temperaturen die Proben am oberen Ende bis zu einer bestimmten Stelle im Ofen herab rekristallisierten. Durch Messungen bei verschiedenen Temperaturen ergab sich das Temperaturgefälle in der Mittelzone des Ofens zu etwa 3° auf 1 cm. Die angegebenen Temperaturen beziehen sich auf die Meßstelle, die in halber Höhe des Ofens dicht an der Wandung des Porzellanrohres lag. Erfahrungsgemäß ist die Temperatur in der Längsachse des Ofens etwas geringer, besonders wenn, wie hier, eine gute Abdichtung nicht möglich ist. Bei den vorliegenden Versuchen kommt es auf die tatsächliche Höhe der Temperatur, die Zeitdauer der Glühung usw. nicht an, da Proben unter ganz gleichartigen Bedingungen miteinander verglichen sind. Wir haben somit eine Art Differentialverfahren gebraucht. Die in Abb. 8 bis 10 wiedergegebenen Versuche sind so geleitet, daß die Stäbe bis zur Mitte des Ofens rekristallisierten. Die Stäbe wurden etwa $^1/_4$ St. auf Temperatur gehalten.

Wie Abb. 8 bis 10 zeigen, rekristallisieren nun unter Belastung stehende Proben merklich später als unbelastete. Der Unterschied wächst mit zunehmender Belastung, und anscheinend schneller als diese. Eine Belastung von 0,5 kg/mm² hat eine Verschiebung der Grenze zwischen rekristallisiertem und nichtrekristallisiertem Bereich zur Folge (Abb. 8), die einer Heraufsetzung der Rekristallisationstemperatur um etwa 5° entspricht, eine Belastung von 0,4 kg/mm² eine Verschiebung um etwa 2°.

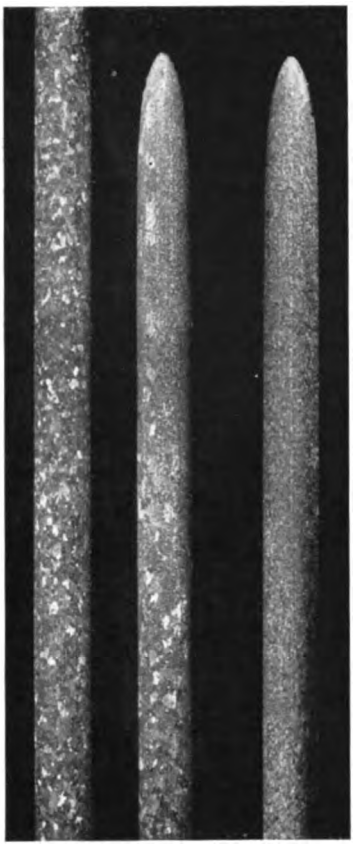
Diese Abhängigkeit von der Belastung legt den Schluß nahe, daß es sich hierbei nicht um eine unmittelbare Wirkung der Belastung, sondern um Wirkungen der dadurch hervorgerufenen Deformationen handelt. Bei den in Abb. 8 und 9 wiedergegebenen Proben konnten jedoch nur sehr geringe Verformungen eingetreten sein, die an der Grenze der Meßbarkeit lagen. Es wurde daher ein vorgedehnter Stab bei 390° nochmals um etwa 2 bis 3% (im fraglichen Bereich) gedehnt. Eine Rekristallisation war dabei nicht eingetreten. Die Folge war, wie Abb. 11 zeigt, eine so erhebliche Verminderung des Rekristallisationsvermögens, daß der Stab unter gleichen Bedingungen wie die anderen Stäbe überhaupt nicht rekristallisierte.

Besonders anschaulich zeigt sich noch die Verringerung des Rekristallisationsvermögens durch zusätzliche Verformungen bei höheren Temperaturen an einem bei 390° zerrissenen Stab in Abb. 12. Erhitzung auf 410° ($^1/_2$ St.) bringt den bei Raumtemperatur um 20% gedehnten Vergleichsstab vollkommen zur Rekristallisation, während der warm zerrissene Stab im stark gedehnten Teile nur längs einer Zone und in dem ganz stark warm verformten Fließkegel rekristallisiert. Der kältere und daher wenig gedehnte Teil rekristallisiert dagegen fast wie der andere Stab.

Dabei zeigt noch Abb. 12, daß auch die Korngröße durch zusätzliche Warmverformungen vergröbert wird[1].

20% kalt gedehnt | +2 bis 3% bei 390° C gedehnt

Abb. 11. Einfluß einer Warmdehnung auf die Rekristallisation. (Rekr. bei ∞ 410° C; 1,5fach vergr.)



20% kalt gedehnt | + zerrissen bei 390° C (2 Ansichten)

Abb. 12. Einfluß einer Warmdehnung auf die Rekristallisation. (Rekr. bei ∞ 415° C; 1,5fach vergr.)

Belastungen bei Temperaturen in der Nähe der Rekristallisationsgrenze haben also, soweit sie zu Verformungen führen, die Wirkung, daß dadurch der Rekristallisationszwang verringert wird. Dies äußert sich sowohl in einer Erhöhung der Rekristallisationstemperatur als auch einer Vergrößerung der neu entstehenden Kristalle. Dabei haben Warmverformungen für sich durchaus die Fähigkeit, eine Rekristallisation herbeizuführen, wenn auch in erheblich schwächerem Maße als Verformungen bei niedrigen Temperaturen[2].

Wieweit die hier neu gefundenen Gesetzmäßigkeiten allgemeine Bedeutung besitzen, bedarf noch einer näheren Untersuchung. Wenn sie auch nicht im Widerspruch zu irgendeiner Anschauung über die Rekristallisation stehen, so ist doch vorläufig keine Theorie vorhanden, die sie hätte voraussehen lassen. Man kann wohl sagen, daß die neuen Ergebnisse teilweise überraschend ausgefallen sind.

[1] Die Anregung zu diesen Versuchen verdanken wir früheren Erörterungen mit Herrn Professor W. v. Moellendorff.

[1] In Abb. 12 ist die Größe der neu entstandenen Kristalle schlecht zu erkennen, da sie noch teilweise mit kleinen Kristallen bedeckt sind.

[2] R. Karnop und G. Sachs: a. a. O.

Digitized by Google

Wichtig erscheint besonders die Feststellung, daß das bei einer bestimmten Temperatur rekristallisierende Material eine sehr verschiedene Korngröße besitzen kann. Der Rekristallisationszwang, den eine Verformung in einem Stoff hervorruft, ist also durch zwei Komponenten gekennzeichnet, von denen die eine den Beginn der Rekristallisation, die andere die Häufigkeit der Bildung neuer Kristallkeime bestimmt. Ein Bild, das diesen Forderungen gerecht wird, ist das einer Energieverteilung (Spannungsverteilung), die von Ort zu Ort nach statistischen Gesetzen in ihrer Größe wechselt und einerseits durch die Größe der Energiehäufungen, anderseits durch deren Verteilung gekennzeichnet ist[1].

Für die Unterstützung unserer Untersuchungen sind wir der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zu besonderem Danke verpflichtet.

[1] Vgl. G. Masing: a. a. O.; G. Sachs: Mech. Technol. d. Metalle, S. 220, Leipzig 1925.

Zur Kenntnis der Streckgrenze von Stahl.

Von **W. Kuntze** und **G. Sachs**[1].

Der neue hochwertige Siliziumbaustahl[2] zeigt eine sehr ausgeprägte Streckgrenze, was daran erkenntlich ist, daß sowohl der Lastabfall als auch besonders das zackige, annähernd waagerecht verlaufende Schaubildgebiet von bedeutender Größenausdehnung ist. Wir haben daher diesen Werkstoff für besonders geeignet gehalten, den Verformungen, die bei Sichtbarwerden der Fließfiguren entstehen, genauer nachzugehen. Solche Untersuchungen liegen bisher noch nicht vor.

Fließfiguren und Geometrie der Verformung.

Es ist ja allgemein bekannt, daß das einsetzende starke Fließen meist an einer, bisweilen auch an mehreren Stellen der Staboberfläche Zeichnungen hervorbringt, die sich dann schnell über den Stab ausbreiten.

Abb. 1 und 2. Fließfiguren an einem Zugstab aus Siliziumstahl (Vorder- und Rückseite).

Diese Fließfiguren sind Oberflächenspuren von Fließvorgängen, bei denen sich Werkstoffschichten gegeneinander verschieben. Sie bilden oft eigenartige regelmäßige Zeichnungen, Abb. 1 und 2, die sich als Durchkreuzungen zeitlich aufeinanderfolgender Abschiebungen, die unter etwa 50° zur Achse vor sich gehen, deuten lassen. Wegen der Ungleichmäßigkeit des technischen Materials in verschiedenen Richtungen[3] bevorzugen dabei die Abschiebungen oft, wie Abb. 1 und 2 zeigen, gewisse Lagen im Werkstoff, geben also in verschiedenen Ansichten ein wechselndes Bild.

Diese Fließfiguren entsprechen nun einem einschnürartigen Einbruch des Werkstoffes, der sich, wie die im folgenden beschriebenen Versuche zeigen, bei annähernd gleichbleibender Last nach und nach über den ganzen Stab ausbreitet. Ist der Stab infolgedessen wieder gleichmäßig geworden, so tritt mit steigender Last eine sich gleichzeitig über den ganzen Stab ausstreckende gleichmäßige Dehnung ein, in der sich allmählich die Stelle der endgültigen Brucheinschnürung bemerkbar macht.

Dieser Normalfall, in Abb. 3 bis 6 veranschaulicht, ist an die Bedingung geknüpft, daß das Schaubild eine waagerechte Strecke aufweist, Abb. 4. In dem vorliegenden Falle brach der Stab bei Erreichung der Streckgrenze an dem einen Ende um 1,2% des Durchmessers zusammen, der Querschnitt verjüngte sich also um 2,5%, Abb. 3. Da der Werkstoff sehr gleichmäßig war, verjüngte sich dann bei fortschreitender Dehnung der restliche Stab unter annähernd gleicher Last überall um den gleichen Betrag, Längsprofile 1 bis 7, Abb. 3. Nachdem dieser Vorgang abgeschlossen war, stieg die Last sofort an, Abb. 4. Die Länge der Waagerechten im Schaubild, d. i. die Größe der Dehnung während annähernd gleichbleibender Last, entspricht also der Größe des ersten Einbruchs, aus dessen Tiefe sie sich dadurch leicht berechnen läßt, daß das Volumen während der Dehnung praktisch erhalten bleibt. Abb. 5 und 6 zeigen den weiteren Verlauf der Kräfte und Formänderungen bis zum Bruch, der sich in der Mitte des Stabes ausbildet.

Den Einbruch bei einem Flachstab ohne verbreiterte Köpfe veranschaulicht Abb. 7, in der die Längsprofile in der Dicken- und Breitenrichtung nach 1,5% Dehnung aufgezeichnet sind. Man erkennt Einbrüche, die an beiden Stabenden begonnen haben. Die Verhältnisse liegen sonst ähnlich wie beim Rundstab; nur ist in der Dickenabmessung der Einbruch verhältnismäßig größer als in der Breitenabmessung[1].

Auch bei Elektrolyteisen, das eine wesentlich kürzere Waagerechte im Schaubild aufweist als der zuvor besprochene Siliziumstahl, liegen die Verhältnisse ähnlich wie bei diesem, Abb. 8 und 9. Aus Abb. 8, für einen Rundstab, ersieht man, daß der Einbruch an beiden Enden begonnen hat (Profil 1) und dann der stehengebliebene mittlere Teil abgeböscht worden ist (Profil 2).

[1] Original: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1011. 1928.
[2] Siehe ebenda, S. 918.
[3] W. Kuntze und G. Sachs: Stahleisen Bd. 47, S. 219. 1927.

[1] Vgl. W. Kuntze und G. Sachs: a. a. O.

Digitized by Google

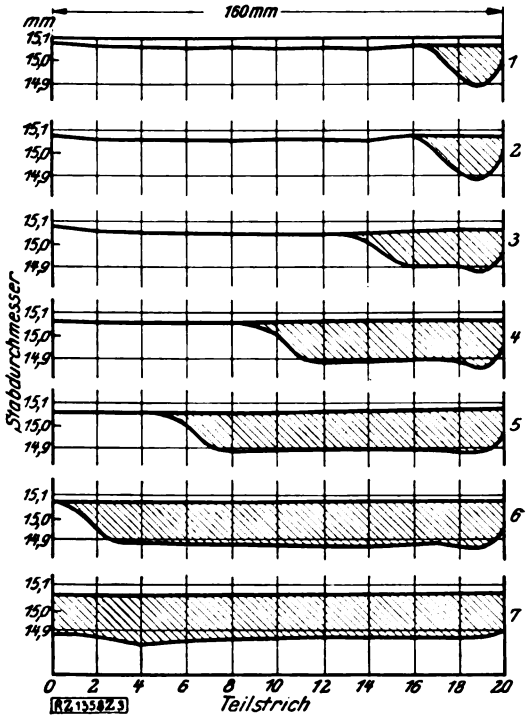


Abb. 3. Fortschreiten des Einbruches an der Streckgrenze. (Der Unterschied gegenüber dem ursprünglichen Stab ist schraffiert.)

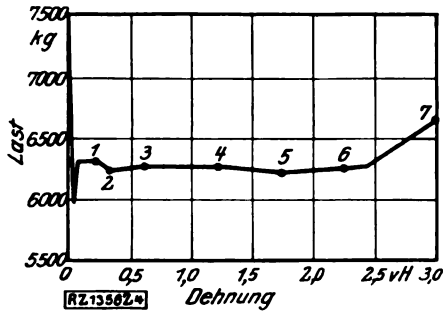


Abb. 4. Teilbild des Last-Dehnungs-Schaubildes (zu Abb. 3).

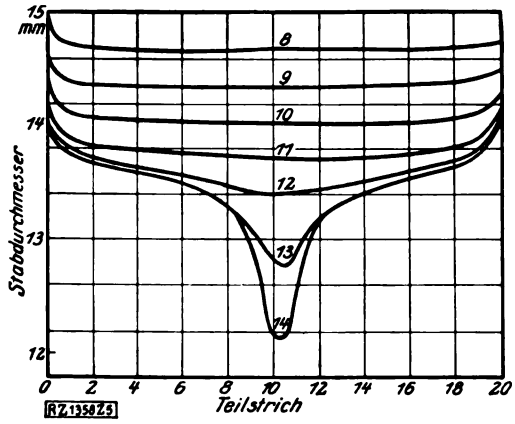


Abb. 5. Ausbildung der Brucheinschnürung.

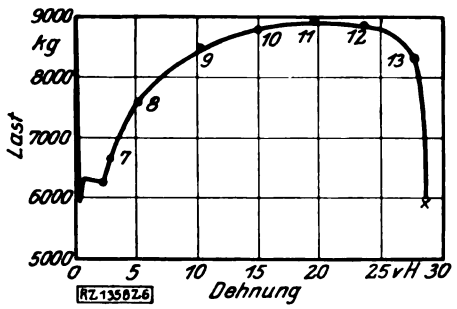


Abb. 6. Last-Dehnungs-Schaubild.

Abb. 3 bis 6. Profile eines Rundstabes aus Siliziumstahl nach verschiedenen Dehnungen.

Das Längsprofil des Stabes war danach und auch bei etwas weiter fortgeschrittener Dehnung (Profile 3 und 4) ganz ähnlich dem ursprünglichen Profil, so daß also die

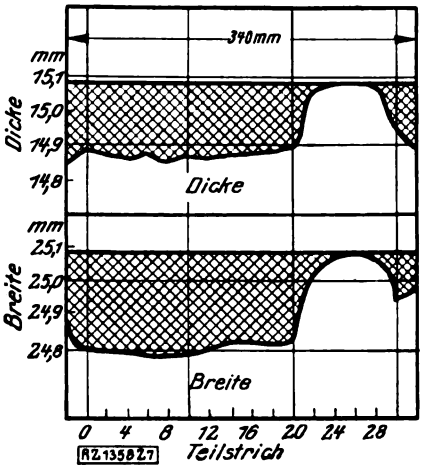


Abb. 7. Einbruch bei einem Flachstab aus Siliziumstahl ohne Stabköpfe.

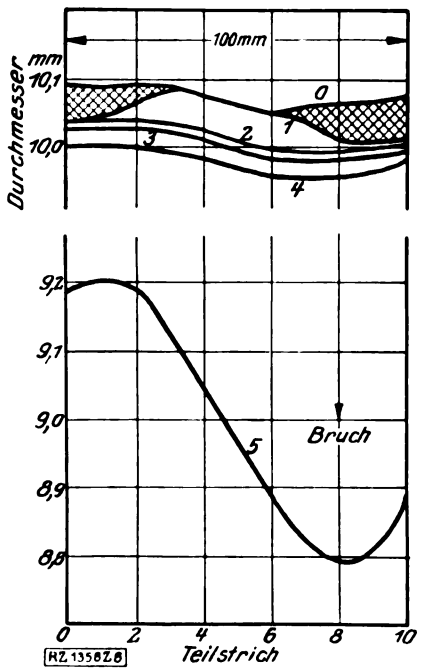


Abb. 8. Längsprofile eines Rundstabes aus Elektrolyteisen nach verschiedenen Dehnungen.

Verjüngungen der einzelnen Querschnitte sehr gleich ausfielen, wenn auch die Gestalt des Stabes etwas unregelmäßig war (vgl. auch Abb. 16).

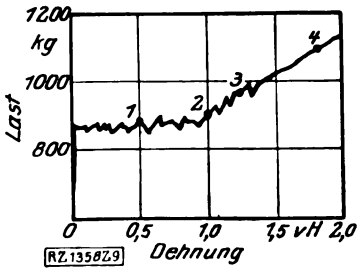


Abb. 9. Last-Dehnungs-Schaubild eines Stabes aus Elektrolyteisen (zu Abb. 8).

Die Gleichmäßigkeit eines Werkstoffes prägt sich, wie Abb. 3 bis 6 gezeigt haben, im Profilbild des gedehnten Stabes scharf aus. Und ebenso ungleichmäßig, wie der Stab in Abb. 10 sich mit fortschreitender Dehnung abböschte (Profile 1 bis 4), veränderte sich auch dabei die jeweilige Last. Und zwar zeigte es sich, daß bei verhältnismäßig tiefen und steilen Einbrüchen die Last höher war als bei flachen und weniger tiefen Böschungen, Abb. 11.

Digitized by Google

Schließlich sind noch in Abb. 12 bis 15 Beispiele für Stoffe mit wenig ausgesprochener Streckgrenze gegeben. In Abb. 12 sind Einbrüche an beiden Enden, sowie eine Waagerechte im Schaubild, Abb. 13, nur noch andeutungsweise zu erkennen. Bei dem in Abb. 14 wiedergegebenen Stab konnten weder eine Waagerechte noch der Stab wieder zylindrisch und äußerlich unverletzt war, ergaben ebenfalls den Einbruch in der Mitte des Stabes. Dieser ist also von der gekörnten Stelle bestimmt. Dabei wies aber die Last eine Überhöhung von einmal 15%, das andere Mal 13% auf, die ein wenig geringer ist als die Überhöhung beim ursprünglichen

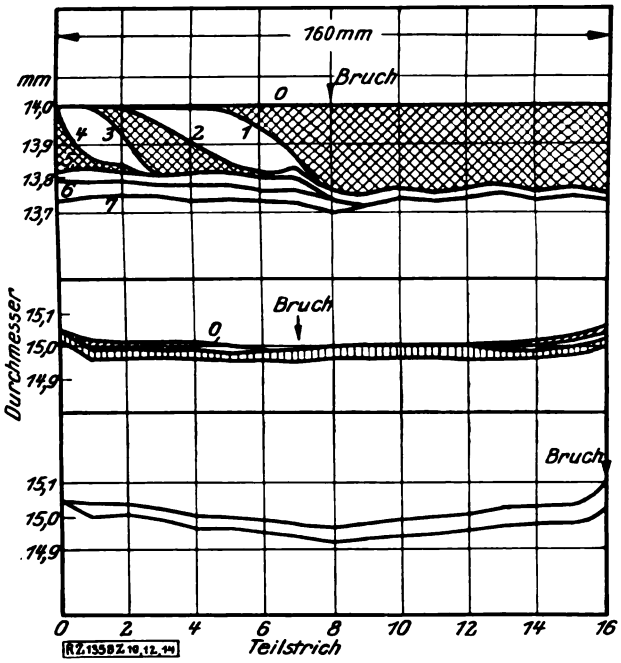


Abb. 10, 12, 14.

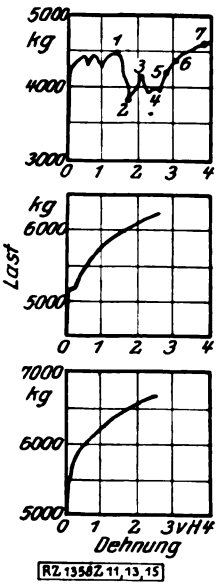


Abb. 11, 13, 15.

Abb. 10 bis 15. Längsprofile und Last-Dehnungs-Schaubilder verschiedener ungleichmäßiger Stähle.

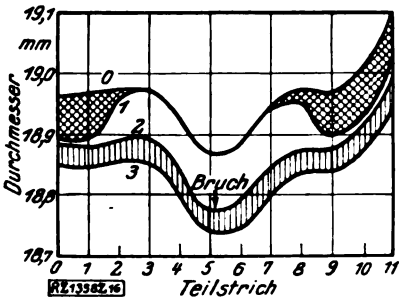


Abb. 16. Längsprofile eines ungleichmäßig bearbeiteten Rundstabes mit langem Stabkopfübergang (C-Stahl).

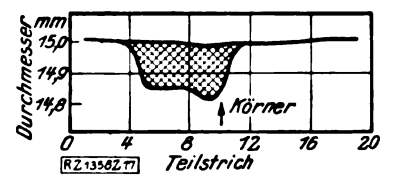


Abb. 17. Einbruch bei einem in der Mitte gekörnten Rundstabe mit Gewindeköpfen (Si-Stahl).

Einbrüche durch Messungen festgestellt werden, obwohl ein Knick im Schaubild noch sichtbar ist. Die Ungleichmäßigkeit dieses Stabes drückt sich darin aus, daß sich das Profil nicht wie in Abb. 3 parallel verschiebt, sondern von vornherein mit allmählichem Übergang nach dem einen Stabende zu stärker dehnt. Hier bildete sich dann auch der endgültige Bruch aus.

Einfluß der Stabbearbeitung.

In der Regel liegt die Stelle des ersten Einbruchs in der Nähe der einen Einspannung. Die Verringerung des Durchmessers in der Mitte, die öfters entsprechend Abb. 16 bei der üblichen Bearbeitung von Stäben eintritt, reicht meist nicht aus, um die Einbruchstelle in die Mitte des Stabes zu verlegen. Der Einfluß der Einspannung, sei es der Keile, sei es des Überganges zum Stabkopf, ist eben stärker; dagegen bestimmen solche Schwankungen des Durchmessers meist die Lage des endgültigen Bruches.

Durch eine genügende Schwächung des Querschnittes an irgendeiner Stelle des Stabes läßt sich natürlich der erste Einbruch an dieser Stelle erzwingen. Ebenso geht, wenn eine Stelle des Stabes durch Körnerschläge verletzt ist, nun der Einbruch, wie Abb. 17 zeigt, von dieser Stelle aus. Bei diesem Versuch lag die Last an der Streckgrenze, die beim ungekörnten Stabe 15,6% über dem Gebiete gleichbleibender Last (Waagerechte) gelegen hatte, nur 2% über diesem. Zwei weitere Versuche, bei denen der Stab so weit abgedreht wurde, daß die eingekörnten Stellen verschwunden waren, so daß Stab, 15,6%. Durch Andrehen eines schlankeren Überganges zum Stabkopf ließ sich die Überhöhung des nicht gekörnten Stabes noch auf 21% steigern.

Einfluß des Alterns.

Zur Vervollständigung der Beobachtungen wurde noch in zwei Fällen der Einfluß des Alterns auf angereckte Stäbe verfolgt. In Abb. 18 ist die Profiländerung eines Rundstabes wiedergegeben, der zunächst entsprechend Profil 1 vorgereckt wurde. Der Stab wurde dann bei 100° 7 St. geglüht, wodurch (ähnlich wie durch langes Lagern bei gewöhnlicher Temperatur) der verformte Werkstoff altert und dadurch härter und spröder wird. Bei erneuter Belastung schreitet die Verformung jedoch so weiter, als ob keine Behandlung eingeschaltet wurde, Profile 2 und 3. Was jedoch die Last anbetrifft, so ist jetzt wieder eine Überhöhung vorhanden von etwa 6% gegenüber 25% im ursprünglichen Zustand. Dann geht die Last annähernd auf den Wert der ursprünglichen Waagerechten herab. Der verformte Werkstoff ist also durch Tempern nicht geändert worden. Mit steigender Belastung dehnt sich dann die nicht gealterte Stabhälfte gleichmäßig weiter, Profile 4 und 5. Bei einer bestimmten Last entsteht ein neues Abböschen, Profil 5, im gealterten Gebiet. Dabei tritt auch wieder ein geringer Lastabfall ein, 2,6%, mit neuer kleiner Waagerechten, Abb. 19, Punkt 5. Im weiteren Verlauf der Dehnung eilt dann stets die Verjüngung des vor dem Altern unverformten Stabteiles derjenigen des gealterten voraus, Profile 6 und 7, und dort bildet sich auch später die Brucheinschnürung aus.

Digitized by Google

Das Wesen des Vorganges wird, wie Abb. 20 veranschaulicht, durch ein Abdrehen des Stabes vor oder nach dem Altern nicht geändert. Nicht anders verläuft

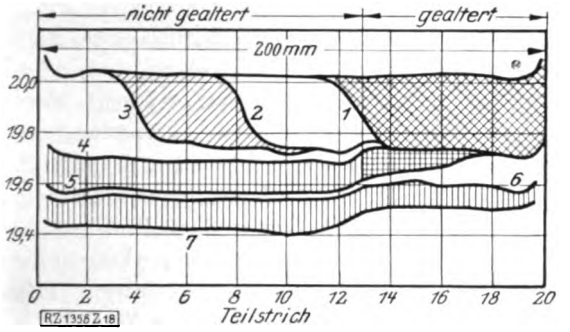


Abb. 18. Längsprofile eines angereckten und gealterten Rundstabes (Si-Stahl).

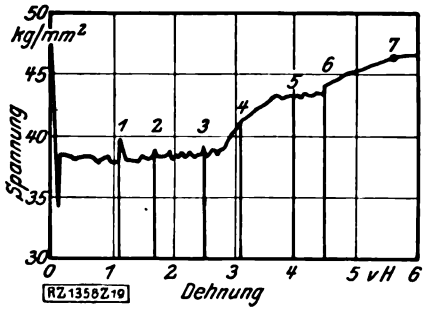


Abb. 19. Spannung-Dehnungs-Schaubild (zu Abb. 18).

auch die Verformung, wenn nur abgedreht und nicht getempert wird, Profile 1, 1a und 2. Auch in diesem Falle bricht der Werkstoff des vorher unverformten Stabteiles dort ein, wo die vorherige Reckung ihr Ende erreicht hatte. Das gleiche Bild wiederholt sich nach nochmaligem

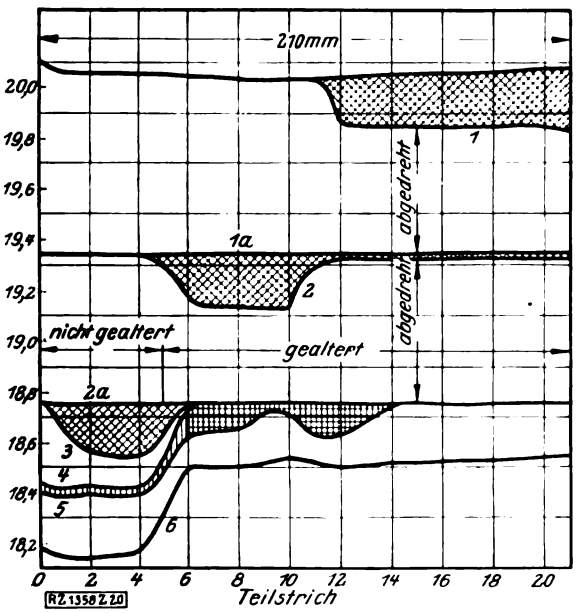


Abb. 20. Längsprofile eines mehrfach angereckten und abgedrehten sowie gealterten Rundstabes (Si-Stahl).

Abdrehen und Altern, Profile 2, 2a und 3. In den Kraftverhältnissen ist nur insofern ein geringer Unterschied festzustellen, als die Überhöhung nach dem Altern des gereckten Teiles beim Weiterdrehen des nicht gealterten Teiles 6,3% ausmachte, gegenüber 3,8% bei nur abgedrehtem Stabe (und 18% beim ursprünglichen). Das nun folgende weitere Recken zeigt in Übereinstimmung mit dem vorherigen Versuch zunächst gleichmäßiges Dehnen der nicht gealterten Stabhälfte, Profil 4, und dann wieder Einbrüche — diesmal an zwei Stellen — im

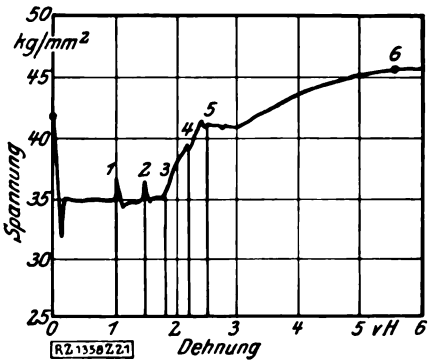


Abb. 21. Spannung-Dehnungs-Schaubild (zu Abb. 20).

gealterten Stabteil, Profil 5, verbunden mit einem Lastabfall von 1% und einer neuen Waagerechten im Schaubild, Abb. 21 bei 5.

Wesen des Zusammenbruches an der Streckgrenze.

Überblickt man die Versuchsergebnisse, so drängt sich zwingend der Eindruck auf, daß hier wichtige Merkmale eines spröden Bruches vorliegen. Während der Bruchfließkegel sich in der Regel an der ursprünglich weichsten oder dünnsten Stelle des Stabes ausbildet, entsteht der Einbruch an der Streckgrenze — ebenso wie der Bruch eines spröden Werkstoffes — bei einem einwandfreien Probestab fast immer am Stabkopfe[1]. Nach Martens[2] verhindert ein Stabkopf die Querzusammenziehung und erzeugt mithin für einen bildsamen Stoff größere Festigkeitswerte als im freien Stabteil, wo bei ungehinderter Querdehnung der Stab reißen muß. Ein spröder Stoff hingegen weist diese Überlegenheit der Stabköpfe nicht auf, weil er zu geringes oder kein Dehnungsvermögen hat; er wird deshalb infolge ungleichmäßiger Spannungsverteilung an der Einspannung reißen. Verletzungen bestimmen bei spröden Stoffen ebenfalls die Lage des Bruches.

[1] Im Gegensatz zu Stahl dehnt sich ein Stoff, der wie Kupfer keine ausgesprochene Streckgrenze hat, von Beginn der Belastung an nahezu gleichmäßig über seine ganze Länge Der in Abb. 22 aufgezeichnete Verlauf des Versuches an einem Kupferstab ist besonders noch dadurch bemerkenswert, daß die geringen Ungleichmäßigkeiten des an sich sehr guten Werkstoffes (Elektrolytkupfer 99,84% Kupfer mit gleichmäßiger Oxydulverteilung) sich bei der Dehnung im Stabprofil in wachsendem Maß ausprägen, Profile 1 bis 4. Der Stab besteht also sozusagen aus weicheren und härteren Querschnitten. Die weicheren eilen der Verformung voraus, bis sie durch die fortschreitende Verfestigung die gleiche Last tragen können wie die härteren. Und zwar müssen sie nun härter sein als die ursprünglich härteren, da die Verfestigung ja auch die stärkere Querschnittsschwächung ausgleichen muß. Dies zeigt sich scharf nach dem Abdrehen des Stabes auf zylindrische Gestalt, Profil 4a. Weiteres Dehnen führt jetzt zu einem Profilbild 5, das nahezu ein Spiegelbild des vorangehenden Reliefs 4 ist, und werden die Versuche bis zum Bruch durchgeführt, so bestimmen die nunmehr schwächeren Stellen die Lage der Brucheinschnürungen, Profil 6.

[2] A. Martens: Handbuch der Materialienkunde, Abs. 103. Berlin 1898.

Digitized by Google

Beim weichen Stahl erfolgt also an der Streckgrenze oft ein Einbruch an einer durch äußere Umstände bestimmten Stelle und breitet sich dann über den ganzen Stab aus. Bei weiterem Recken treten neue Einbrüche,

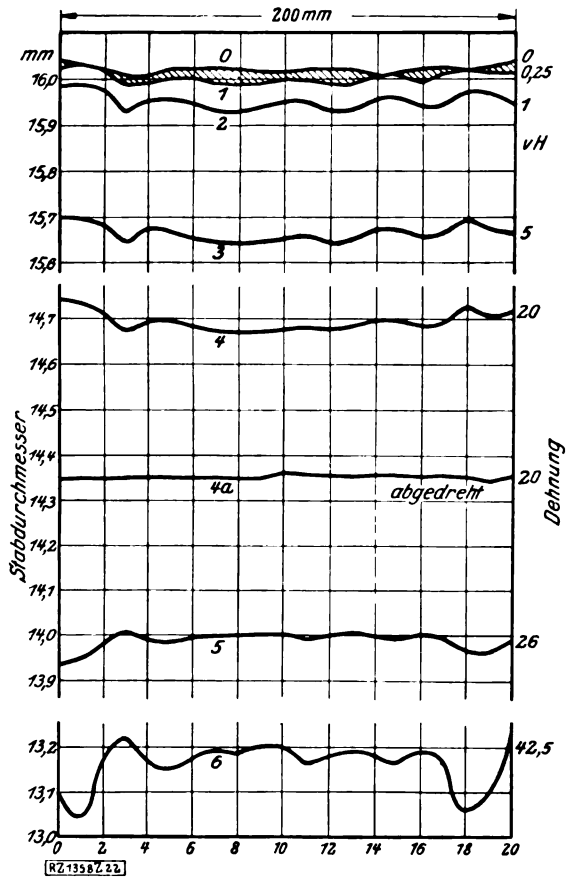


Abb. 22. Längsprofil eines Kupferstabes nach verschiedenen Dehnungen.

wie wir gesehen haben, nicht wieder auf. Wird jedoch der angereckte Stab bei niedriger Temperatur gealtert, so hat der verformte Stabteil die Fähigkeit wiedergewonnen, Einbrüche zu erzeugen. Nach unsern Versuchen ist nach siebenstündigem Tempern bei 100° die Tiefe der Einbrüche etwa halb so groß als die ursprüngliche. Mithin ist auch die neu im Schaubild auftretende Waagerechte etwa halb so lang wie die ursprüngliche. Dies deckt sich mit Beobachtungen von Ludwik[1], der die Alterung bei höherem Reckgrade im Gebiete des Lastanstieges verfolgt hat.

Die von Ludwik u. a. erwähnte Möglichkeit, das Auftreten der Streckgrenze durch Zementitbrüche im Stahl zu erklären, klingt auch nach diesen Feststellungen zunächst sehr wahrscheinlich. Allerdings ist es nach den gegenwärtigen Kenntnissen schwer vorstellbar, daß eine beträchtliche Ausheilung der Zementitbrüche bei den niedrigen Temperaturen des Alterns eintritt. Es bleibt die von Ludwik bevorzugte Vermutung zu erwägen, daß geringes Dehnen den Anstoß gibt zu einer Neuausscheidung von Zementit in disperser Form, da der Ferrit bei gewöhnlicher Temperatur an Kohlenstoff übersättigt ist[1]. Und schließlich könnte man daran denken, daß die bei der Abkühlung des Stahles von den üblichen Glühtemperaturen vor sich gehende Umwandlung des Austenits in die bei Raumtemperatur beständige Form nicht ganz vollständig abläuft und wiederum infolge der Dehnung die Weiterführung des Vorganges ausgelöst wird, wobei spröder Martensit entsteht. Es geht über den Rahmen unserer Arbeit hinaus, den Vorstellungen im einzelnen nachzugehen; jedenfalls stehen die angeführten Anschauungen nicht im Widerspruch mit der von uns gemachten Feststellung eines spröden Bruches.

Der Fließbeginn wird häufig als eine Verzugserscheinung angesehen[2]. Nach unserer Auffassung entsteht ein Verzug des Fließens durch die hohe Festigkeit eines spröden Bestandteiles. Betont sei, daß die wirkliche Streckgrenze durch die Festigkeit des spröden Stoffes auf einen hohen Wert festgelegt ist, der meist praktisch infolge der beschriebenen Störungen nicht erreicht wird. Es ist aber dann nicht angängig, den Mindestwert als physikalisch wahren Wert anzusehen und die Überhöhung als eine durch Verzug bewirkte Störung zu erklären.

Höhenlage der Streckgrenze im Schaubild.

Es bedarf noch einer kurzen zusammenfassenden Erörterung, welche Schlüsse aus den Lastbeobachtungen bei den Versuchen gezogen werden können. Die Verfolgung der geometrischen Vorgänge zeigt, daß bei einem gleichmäßigen Abbröckeln des Stabes die dazugehörige Kraft gleichbleibt, im Schaubild also als wirkliche Waagerechte in Erscheinung tritt, und daß dieses Schaubildgebiet stark zackig oder geneigt erscheint, wenn innerhalb der Stablänge der Werkstoff sich ändert. Dagegen kann der erste Einbruch durch eine wesentlich höhere Last eingeleitet werden, die bis zur vollständigen Abböschung nicht wieder erreicht wird. Auch wenn der Versuch für kurze Zeit unterbrochen war, stellt sich die unmittelbar vorher im waagerechten Gebiet wirksam gewesene Last ein. Nur durch Einschalten einer besonderen Behandlung tritt auch dann wieder wenigstens teilweise eine Überhöhung auf. Diese betrug sowohl beim Altern eines angeböschten Stabes, also mit ungleichmäßigem Längsprofil, als auch eines darauf auf genaue zylindrische Gestalt abgedrehten Stabes, als auch schließlich eines nach dem Abböschen nur abgedrehten Stabes (wobei aber eine Alterungswirkung wahrscheinlich ist) etwa 5% (6,6 und 4% gegenüber etwa 20% bei den ursprünglichen Stäben). Es findet also, wie schon erwähnt, teilweise eine Heilung statt.

Durch das Körnen der Stabmitte läßt sich daselbst ein Einbruch erzwingen und die Überhöhung kann völlig vernichtet werden. In unserem Falle betrug sie nur noch 2%. Durch Abdrehen auf zylindrische Gestalt nach vorangehender Körnung konnte wieder eine starke Überhöhung mit 13 und 15% hervorgerufen werden, wobei

[1] P. Ludwik und R. Scheu: Ber. Werkstoffausschuß des Vereines deutscher Eisenhüttenleute 1925; P. Ludwik: Z. V. d. I. Bd. 70, S. 379. 1926.

[1] G. Masing: Wiss. Ver. Siemens-Konzern Bd. 5, S. 188. 1927; G. Masing und L. Koch: Wiss. Ver. Siemens-Konzern Bd. 6, S. 202. 1927.

[2] E. Heyn: Metall Erz Bd. 15, S. 413. 1919; M. Moser: Ber. Werkstoffausschuß des Vereines deutscher Eisenhüttenleute 1926, Nr. 96; Forsch.-Arb. Ing. Heft 295, S. 74. 1927.

Digitized by Google

der Einbruch aber in der Mitte blieb. Der ursprüngliche Stab hatte bei einem kurzen abgerundeten Stabkopfübergang eine Überhöhung von 15,6%; durch Andrehen eines langen allmählichen Stabkopfüberganges konnte eine Überhöhung von 21% hergestellt werden. Das Abbröckeln ging in allen Fällen bei annähernd gleicher Last vor sich (Waagerechte), so daß nur die einleitende höhere Last (obere Streckgrenze) wechselte.

Wir können aus diesen Versuchen, die immer wieder mit demselben Stab nach vorangehendem Ausglühen vorgenommen wurden, schließen, daß die eigentliche Werkstoffestigkeit des Stahles durch den Wert der sogenannten oberen Streckgrenze angegeben wird. Es bleibt die Frage offen, wie hoch dieser Wert theoretisch liegt, da ja aus dem Schrifttum[1] bekannt und durch unsre Versuche, die noch durch eine Reihe nicht veröffentlichter ergänzt wurden, bestätigt ist, daß die obere Streckgrenze in starkem Maße von der Gestalt des Stabes beeinflußt wird. Was den Einfluß des Stabkopfes anbetrifft, so müßte sich, wie oben ausgeführt, bei einem plastischen Stoff infolge der gehinderten Querbewegungen ein zu hoher Wert, bei einem spröden Stoff, infolge der ungleichmäßigen Spannungsverteilung ein zu geringer Wert der Werkstoffestigkeit ergeben. Daß nur das letztere hier zutrifft, führt wieder zur Schlußfolgerung, daß das Auftreten der Streckgrenze auf dem Bruch eines spröden Bestandteiles beruht. Den theoretischen Höchstwert der Streckgrenze würde dann ein vollkommen zylindrischer gleichmäßig beanspruchter Stab haben, ein Fall, der aber praktisch unmöglich ist, da durch eine Einspannung die Gleichmäßigkeit der Spannungsverteilung vernichtet wird. Stäbe ohne Köpfe, die mit Keilen eingespannt sind, zeigen aus diesem Grunde stets eine starke Herabsetzung der oberen Streckgrenze. Dies gilt für Rundstäbe und für Flachstäbe. Verbreiterte Köpfe mildern auch bei Keileinspannung diese Wirkung.

Werkstoff und Probenentnahme.

Der zu den Versuchen verwendete Siliziumstahl stellt eine sehr günstige Unterlage für die Erkenntnisse etwaiger Gesetzmäßigkeiten dar, da Beeinflussungen der oberen Streckgrenze bis zu 27% beobachtet werden konnten. Bei andern Stahlsorten ist die Streckgrenze im allgemeinen weniger ausgesprochen; wir führen das darauf zurück, daß die Festigkeitsbeziehungen zwischen dem spröden und dem plastischen Bestandteil des Eisens verschieden sein können. Ein Versuch, durch Eingießen von Messingdraht in Zinn und von Stahldraht in Kupfer einen künstlichen Verbundstab herzustellen und die Überhöhung herbeizuführen, führte zu keinem befriedigenden Ergebnis.

Auch beim Siliziumstahl hängt die Überhöhung unter Ausschaltung von Störungen durch die Stabform von noch nicht erkannten gegenseitigen Veränderungen dieser beiden Faktoren, der Festigkeit des spröden und des plastischen Bestandteiles ab. Schon ein gereckter und alsdann unter Wärmebehandlung gealterter Siliziumstahl zeigt wohl eine Gesamterhöhung der Streckgrenze, aber auch bei günstigen Stabformen keine Überhöhung mehr. Bei Profilen geringer Walzdicke wurde dementsprechend verschiedentlich bei verhältnismäßig hoher Lage der Streckgrenze keine Überhöhung beobachtet.

Auch die Art der Probenentnahme ist von erheblichem Einfluß, da bei Entnahme von Flachstäben verschiedener Größe und aus verschiedenen Stellen von Profilen, wie aus Abb. 23 und 24 hervorgeht, stark schwankende Meßergebnisse festgestellt wurden. Dabei zeigte sich, daß nur die obere Streckgrenze Schwankungen unterworfen ist, wohingegen der Spannungswert während des fortschreitenden Einbruchs, der in den Abbildungen als untere Streckgrenze bezeichnet wird, unverändert blieb.

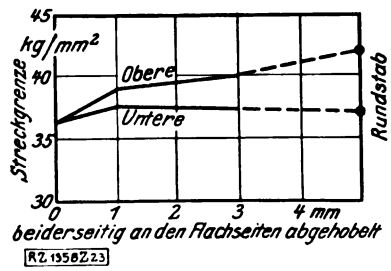


Abb. 23. Veränderung der Streckgrenze einer Vierkantstange (66 × 20) aus Siliziumstahl nach Bearbeitung zu Flachstäben und Rundstäben.

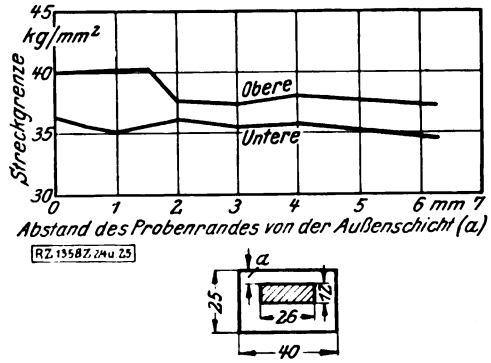


Abb. 24 und 25. Abhängigkeit der Streckgrenze eines Flachstabes von der Probenlage (Si-Stahl).

Versuchsgeschwindigkeit und Lastanzeige.

Schließlich ist noch darauf hinzuweisen, daß die Streckgrenze um so höher beobachtet worden ist[1], je größer die Belastungsgeschwindigkeit ist. Auch bei unserem Versuchswerkstoff, sowohl Siliziumstahl als auch weichem Stahl (Krupp WW), konnte bei schnellaufender Maschine ∼ 180 kg/mm²/min leicht eine Erhöhung von 10% gegenüber den Werten bei üblicher Versuchsgeschwindigkeit festgestellt werden.

Es liegt dabei der Einwand nahe, daß bei größerer Versuchsgeschwindigkeit die Lastanzeige an der Prüfmaschine infolge der Trägheit der sich bewegenden Maschinenmassen unrichtig wird. Dies dürfte besonders bei der Pendelwaage, die für unsere genaueren Versuche benutzt wurde, der Fall sein.

Um die Frage zu klären, wie weit die Spannungsanzeige der Maschine mit Pendelwaage die wirklichen Widerstandsverhältnisse im Probestab wiedergibt, führten wir folgende Versuche aus. Zwischen den Probestab und die Lastanzeige einer Maschine mit Neigungswaage wurde ein geeichter elastischer Kontrollstab geschaltet.

[1] C. Bach: Z. V. d. I. Bd. 48, S. 1040. 1904; Bd. 49, S. 615. 1905; F. Körber: Zwangl. Mitt. d. deutschen Verb. f. d. Materialprüf. d. Technik 1926. Nr. 8, S. 88.

[1] F. Körber: a. a. O.; E. H. Schulz und H. Buchholtz: Mitt. d. Versuchsanst. d. Ver. Stahlwerke Bd. 2, S. 1. 1926.

Digitized by Google

Bei schnellaufender Maschine (20 t/min), einer Geschwindigkeit, die der üblichen schnellen Zerreißgeschwindigkeit in der Praxis entsprechen möge, wurde die Lastanzeige mittels Spiegelablesungen am geeichten Stabe nachgeprüft. Unterhalb der Streckgrenze ergab sich für alle Lasten innerhalb der Meßablesegenauigkeit völlige Übereinstimmung. Die an der Lastanzeige abgelesene obere Streckgrenze lag 0,5% oberhalb des durch den Kontrollstab angegebenen Wertes. Diese Abweichung ist so gering, daß sie ebenfalls die Meßgenauigkeit nicht überschreitet.

Infolge des Zusammenbruches an der Streckgrenze geriet die Neigungswaage in starke Schwingungen, die sich in der mit ihr verbundenen Lastanzeige ausdrückten. Der Kontrollstab verzeichnete diese Schwingungen als Lastschwankungen überhaupt nicht; er machte nur in unverändert angespanntem Zustande die Schwingungen als solche mit. Die Spiegelablesung fiel vom Wert der oberen Streckgrenze ziemlich plötzlich auf einen unteren ab und verblieb dort einige Zeit auf einem wenig veränderlichen Wert, bis schließlich nach Aufhören der Schwingungen wieder Lastanzeige und Spiegelablesungen übereinstimmten. Der durch die Schwingungen hervorgerufene Mindestwert der Lastanzeige, wie er in Schaubildern oft auftritt, hat also keinerlei physikalische Bedeutung und zeichnet sich im Schaubild nur daher ab, daß beim Zusammenbruch an der oberen Streckgrenze der Gleichgewichtszustand zwischen der Anspannung der Prüfmaschine und dem inneren Widerstand des Werkstoffes für einen Augenblick gestört ist. Die Maschine entspannt sich und durch die Entlastungswege gewinnen ihre Massen Bewegungsenergie, die zwar die beweglichen Maschinenteile samt Stab in Schwingungen versetzen, aber im Stab selbst nicht die an der Lastanzeige sichtbaren Spannungsänderungen hervorzurufen brauchen. Die tiefste Entlastungsangabe liegt also unterhalb des wirklichen Widerstandes des Werkstoffes. Erst wenn die Schwingungen aufgehört haben und sich der Stab langsam weiterdehnt, gibt die Lastanzeige den richtigen Widerstand des Werkstoffes an.

Bei Maschinen mit Manometeranzeige sind die bewegten Massen verhältnismäßig gering; und dem entspricht, daß an solchen Maschinen Schwingungsstörungen im Schaubild kaum beobachtet werden. Bei Maschinen schließlich, bei denen die Lastanzeige besonders bedient werden muß, z. B. mit Laufgewichtswaage, tritt der Schwingungsabfall im Schaubild bei laufender Maschine überhaupt nicht auf, da er wegen der geringen Zeitdauer nicht oder nur ganz unvollkommen aufgezeichnet werden kann.

Bis auf die Schwingungen, die an dem logarithmischen Abklingen nach Abb. 26 erkenntlich sind, ist also das Schaubild in bezug auf die Lastanzeige in den meisten Fällen praktisch richtig. Nur Maschinen mit weitausschlagendem Pendel geben insofern falsche Lastanzeigen, als der ganze Abfall an der Streckgrenze kaum in Erscheinung tritt, weil die notwendigen Entlastungswege der mit dem Pendel gekoppelten Lastanzeige größer sind, als es die Verlängerung des Stabes an der Streckgrenze zuläßt.

Die vorliegende Abhandlung hatte lediglich den Zweck, die physikalische Bedeutung der natürlichen Streckgrenze für den Werkstoff an sich näher zu untersuchen. Auf die Frage, ob der Streckgrenze eine Bedeutung für die zulässige Beanspruchung bei Konstruktionsteilen zuzusprechen ist und ob diese Bedeutung dadurch eingeschränkt sein könnte, daß die Streckgrenze prüftechnisch mehr oder weniger schwer und ungenau zu erfassen ist, kann im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht eingegangen werden.

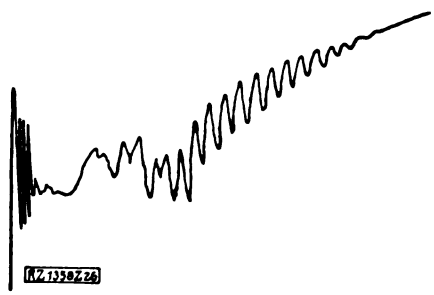


Abb. 26. Abklingen von Schwingungen im Last-Dehnungs-Schaubild an der Streckgrenze.

Herrn Prof. Memmler danken wir für die Unterstützung der Versuche. Seine auf Grund langjähriger Erfahrungen gewonnenen Anschauungen decken sich auch mit den von uns gegebenen Erklärungen.

Zusammenfassung.

An einer Anzahl Proben aus Stahl, besonders Siliziumstahl, wurden die Querschnittsänderungen über der gesamten Stablänge bei Überschreitung der Streckgrenze verfolgt. Die ersten starken bleibenden Verformungen treten meist unter Lastabfall einschnürartig an einer Stelle des Stabes ein. Dann erweitert sich der Einbruch (bei gleichmäßigem Werkstoff unter annähernd gleichbleibender Last), bis der Stab in seiner ganzen Länge wieder zylindrisch geworden ist. Die weitere Verformung ist dann wie von vornherein bei andern Stoffen ein gleichmäßiges Dehnen der ganzen Stablänge unter Lastanstieg.

Der erste Einbruch wurde als Bruch eines spröden Bestandteiles gedeutet, besonders, da der Ort des ersten Einbruchs immer am Stabkopf oder einer nur geringfügig verletzten Stelle lag, während sich die endgültige Brucheinschnürung in der Regel in der Stabmitte oder an der schwächsten Stelle des Stabes ausbildet. Allerdings lassen sich die Erscheinungen nicht als einfache mechanische Vorgänge in einem Verbundkörper aus Eisen und einem harten Zementitskelett deuten, da Altern bei niedrigen Temperaturen zu einer erheblichen Heilung führt, indem in gereckten und gealterten Stabteilen wieder unter Lastabfall neue Einbrüche entstehen. Es wirken also Umwandlungserscheinungen mit.

Entsprechend den Eigenschaften eines spröden Körpers ist die Last, unter der der erste Zusammenbruch eintritt, in empfindlicher Weise von der Ausbildung des Stabkopfes abhängig.

Der ebenfalls erhebliche Anstieg der Streckgrenze bei größerer Belastungsgeschwindigkeit wird selbst bei Maschinen mit großen Massenbewegungen, wie z. B. der Pendelwaage, praktisch nicht von der Maschine beeinflußt, wie durch Einschalten eines Kontrollstabes zwischen Probe und Kraftanzeige nachweisbar war. [B 1358]

Digitized by Google

Was ist Ermüdung?

Von **K. Laute** und **G. Sachs**[1].

Bei oftmals wiederholter Beanspruchung eines Stoffes oberhalb einer gewissen Belastungsgrenze tritt nach einer gewissen Zeit Bruch ein. Über das Wesen dieser Ermüdung besteht bisher noch keine Einigkeit. Einerseits zeigen besonders Versuche an einzelnen Kristallen[2], daß eine Ermüdung erst nach beträchtlicher Verformung und Verfestigung der Kristalle durch Gleitung eintritt. Bei weitgetriebener Verfestigung erschöpft sich aber allgemein das Formänderungsvermögen der Stoffe; und die Ermüdung wäre danach keine neuartige Erscheinung. Die gegenüber der statischen Festigkeit niedrige Dauerfestigkeit würde sich schon durch die Widerstandsverringerung bei Richtungswechsel der Gleitungen[3] oder durch die Hystereseerscheinungen erklären.

Anderseits schließt Ludwik aus seinen Dauerversuchen, bei denen eine allmähliche Abnahme des Formänderungsvermögens (Einschnürung) eintrat[4], daß die Ermüdung eine von der Verfestigung unabhängige Zerrüttung des Werkstoffes darstellt[5]. Diese Auffassung findet auch eine gewisse Stütze in den Versuchen von Gough[6] an Aluminiumkristallen, bei denen der Ermüdungsbruch sich schon frühzeitig durch das Auftreten von Rissen längs der Gleitflächen anzeigt. Auch Moore[7] und andere sehen die Ursache der Ermüdung in der allmählichen Ausbildung eines Risses.

Zur Klärung dieser Frage wurden eine Anzahl von Probestäben aus Nickel[8] in einer Hochfrequenzmaschine der Firma Carl Schenck, Darmstadt[9], untersucht. Die Stäbe werden abwechselnd auf Zug und Druck beansprucht, wobei die Amplitude der Verformung willkürlich eingestellt werden kann. Nach Abb. 1 und Zahlentafel 1 wird eine Ermüdungsgrenze des untersuchten Nickels bei Schwingungszahlen über 80 Millionen nicht sicher erreicht[10].

Schaltet man nun bei Versuchen, bei denen die Stäbe unter gleichbleibendem Schwingungsausschlag nach einer gewissen Anzahl von Schwingungen zu Bruche gehen würden, Zwischenglühungen ein, so muß das Verhalten der Stäbe die eine oder die andre Auffassung der Ermüdung

Zahlentafel 1.

Bruchschwingungszahlen von Nickelstäben bei verschiedenen Belastungen und eingeschalteten Zwischenglühungen.

Chemische Zusammensetzung: 98,45% Ni; 0,61% Co; 0,71% Fe; 0,16% Cu; 0,11% C; 0,03% Si.

Festigkeitseigenschaften: Streckgrenze $\sigma_s = 18$ kg/mm²; Festigkeit $\sigma_B = 53$ „; Dehnung $\delta_{10} = 42\%$; Einschnürung $\psi = 75\%$; Härte H 5/750/30 = 110 kg/mm²

Elastizitätszahl: E = 21700 kg/mm².

Vorbehandlung: Gezogene Stange von 16 mm Dmr.; geglüht ½ St. bei 750°.

Nr. des Stabes	Schwingungsausschlag $10^4 \varepsilon$[1] in Bruchteilen der Meßlänge (l = 50 mm)	Bruchschwingungszahl $10^{-6} n$ (ohne Zwischenglühungen)	Zwischenglühungen ½ St. bei 750°			Bemerkungen
			nach Schwingungen $10^{-6} a$	Zahl	Bruchschwingungszahl $10^{-6} n$	
2	14,6	0,15	—	—	—	
5	13,0	1,43	—	0	1,28	
15	13,0	1,12				
16	13,0		1,1	1	1,20	
8	13,0	—	1,0	2	(202)	herausfallender Wert
12	13,0		0,5	2	1,16	
11	13,0	—	0,2	3	0,69	
25	13,0		0,1	6	0,74	nach 6 Zwischenglühungen beschädigt
10	12,2		1,5	1	1,77	
18	12,2	—	1,0	1	1,45	
17	12,2		0,5	2	1,22	
1	11,4	5,11	—	0	5,11	
9	11,4	—	2,5	2	5,25	
19	11,4		1,0	3	3,17	
4	10,5	15,5	—	—	—	
7	9,6	20,2	—	—	—	
6	9,6	13,4	—	—	—	
21	8,8	53,9	—	—	—	
20	8,0	> 80,35	—	—	—	nicht gebrochen
26	8,0	> 80,6	—	—	—	
27	8,0	> 85,6	—	—	—	

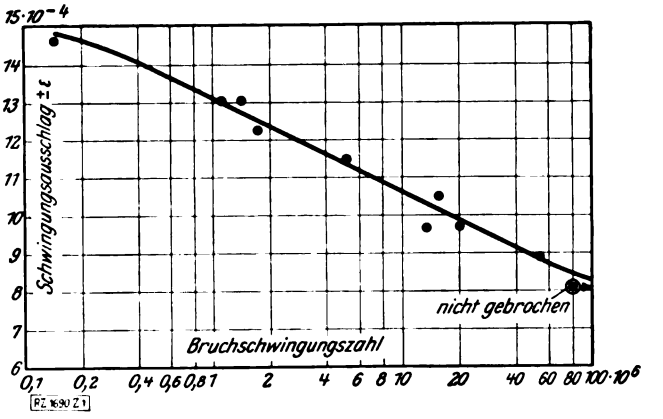


Abb. 1. Bruchschwingungszahlen von Nickel bei verschiedenen Beanspruchungen.

[1] Original: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1188. 1928.

[2] H. J. Gough, S. J. Wright und D. Hanson: J. Inst. Metals Bd. 36, II, S. 173. 1926; H. J. Gough: The fatigue of metals, London 1926; E. Schmid: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 69. 1928.

[3] G. Sachs und H. Shoji: Z. Phys. Bd. 45, S. 776. 1927.

[4] P. Ludwik und R. Scheu: Z. V. d. I. Bd. 67, S. 122. 1923; P. Ludwik: Z. Metallkunde Bd. 15, S. 68. 1923.

[5] P. Ludwik: Z. V. d. I. Bd. 71, S. 15. 1927.

[6] A. a. O.

[7] H. F. Moore und J. B. Kommers: Univ. Illinois Bull. Bd. 19, Nr. 8, S. 134. 1921.

[8] Herrn Direktor Borbeck von der Fa. Berg-Heckmann-Selve A.-G., Zweigniederlassung Basse & Selve, Altena, sind wir für die Herstellung der Versuchsproben zu Dank verpflichtet.

[9] Vgl. E. Lehr: Diss. T. H. Stuttgart 1925, S. 67.

[10] Die freie Länge des Stabes betrug 50 mm, die Elastizitätszahl 21700 kg/mm². Ein Schwingungsausschlag $\varepsilon = 10 \cdot 10^{-4}$ entspricht also einer Spannung von 21,7 kg/mm².

[1] $\varepsilon = 10 \cdot 10^{-4}$ entsprach einer Spannung von 21,7 kg/mm². Infolge von Schwankungen im Spannungsnetz ist ε auf etwa ± 3% genau.

Digitized by Google

rechtfertigen[1]. Ist die Ermüdung nichts andres als ein Bruch von weitgetriebener Verfestigung, so wird diese durch eine Zwischenglühung beseitigt. Die Lebensdauer des Stabes muß dementsprechend erhöht sein.

Ist dagegen die Ermüdung irgendeine andersartige Zerrüttung des Stoffes, so wird der Einfluß von Zwischenglühungen gering sein. Da durch Ziehen, Recken und andre gewöhnliche Kaltverformungen die Ermüdungsfestigkeit heraufgesetzt wird[2], könnte sogar durch Zwischenglühungen die Lebensdauer vermindert werden.

Die in Zahlentafel 1 und Abb. 2 zusammengestellten Versuche zeigen, daß tatsächlich eine deutliche Ver-

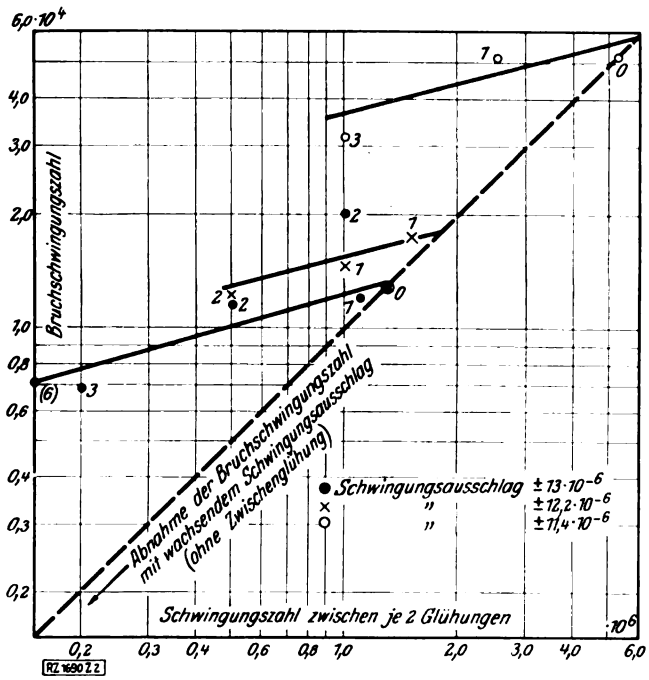


Abb. 2. Abfall der Bruchschwingungszahlen bei wiederholten Unterbrechungen mit Zwischenglühungen bei 750° und nach verschiedenen Schwingungszahlen (Dauerversuche an Nickel). Die Zahlen neben den Punkten bedeuten die Anzahl der Glühungen.

ringerung der Lebensdauer eintritt, wenn jedesmal nach einem bestimmten Bruchteil der Bruchschwingungszahl (bei der betreffenden Beanspruchung) eine Zwischenglühung eingeschaltet wird. Durch die Zwischenglühungen wird also die Ermüdungsgefahr eher erhöht als beseitigt[3].

In Übereinstimmung mit diesem Ergebnis steht auch die Feststellung, daß eine zeitweise vorgenommene Überbeanspruchung des Stoffes die Dauerfestigkeit herabsetzt[1].

Zwei weitere Stäbe wurden einer Beanspruchung unterworfen, bei der nach Abb. 1 ein Bruch kaum noch zu erwarten war, und dabei etwa 80 Millionen Schwingungen ausgesetzt. Dadurch wird die Ermüdungsgrenze heraufgesetzt[2], so daß nach Zahlentafel 2 ein solcher Stab bei einer erhöhten Beanspruchung trotz der langen vorangegangenen Beanspruchung mehr Wechsel verträgt als ein von vornherein bei der gleichen Beanspruchung geprüfter. Wird dagegen wieder eine Zwischenglühung eingeschaltet, so ist die Verfestigung des Stabes beseitigt; er bricht nach einer weit geringeren Zahl ($^1/_5$) von Lastwechseln als ohne Vorbehandlung[3].

Zahlentafel 2.
Veränderung der Bruchschwingungszahlen durch die Vorbehandlung.

Nr. des Stabes	Schwingungsausschlag $\varepsilon \cdot 10^4$	Vorbehandlung	Bruchschwingungszahl $n \cdot 10^{-6}$	Unterschied gegen unbehandelt $n \cdot 10^{-6}$	%
1	11,4	(geglüht $^1/_2$ St. bei 750°)	5,11	—	—
27	11,4	$85{,}6 \cdot 10^6$ Schwingungen bei ε $8{,}0 \cdot 10^{-6}$	5.45	+ 0.34	+ 7
26	11,4	$80{,}6 \cdot 10^6$ Schwingungen bei $\varepsilon = 8{,}0 \cdot 10^{-6}$ und geglüht $^1/_2$ St. bei 750°	1.15	− 3.96	− 77

Aus den mitgeteilten Versuchen folgt also, daß bei Dauerbeanspruchung die Ermüdungsgrenze bestimmt wird durch das Wechselspiel zwischen Verfestigung und Zerrüttung des Werkstoffes[4]. Bei der üblichen Versuchsführung wird die Ermüdungsgrenze des durch die ständig vor sich gehende Kaltverformung verfestigten Stoffes ermittelt. Eine eingeschaltete Glühbehandlung bewirkt daher eine Herabsetzung der Dauerfestigkeit. Auch erklärt sich hieraus die verhältnismäßig geringe Erhöhung der Ermüdungsgrenze durch vorangegangene Kaltverformung im Vergleich zur Erhöhung der Streckgrenze, Festigkeit und Härte[5]. Weiterhin wird schon bei Beanspruchung unterhalb der eigentlichen Dauerfestigkeit der Stoff geschädigt; und nur die gleichzeitig vor sich gehende Verfestigung erhöht seine Lebensdauer auf eine praktisch unendlich lange Zeit.

Worin der eigentliche Ermüdungsvorgang besteht, bleibt noch eine offene Frage. Jedenfalls ist er schon eingeleitet, wenn die Wechselzahl nur etwa $^1/_6$ derjenigen beträgt, die bis zum Bruch vergeht, und kann

[1] Schon H. F. Moore und J. B. Kommers (a. a. O., S. 131) sehen die Klärung dieser Frage als wichtig für die Erkenntnis des Ermüdungsvorganges an. Eine planmäßige Untersuchung darüber liegt jedoch bisher anscheinend nicht vor.

[2] H. F. Moore und J. B. Kommers: A. a. O., S. 133; H. F. Moore und T. M. Jasper: Univ. Illinois Bull. Bd. 23, Nr. 12, S. 89. 1925; P. Ludwik: Ber. Werkstoffausschuß VDEi Nr. 121. 1928.

[3] Die Proben wurden im Vakuum bei 750° $^1/_2$ St. geglüht, so daß eine Beeinträchtigung durch die Glühung nicht anzunehmen ist. Daß hierbei wirklich die Kaltverformung infolge der vorangegangenen Dauerbeanspruchung beseitigt wird, geht aus dem Verhalten der Hysteresis eindeutig hervor.

[1] H. F. Moore und J. B. Kommers: A. a. O., S. 112, 113.

[2] H. F. Moore und T. M. Jasper: Univ. Illinois Bull. Bd. 21, Nr. 39, S. 27, 78. 1924; H. J. Gough: A. a. O., S. 108.

[3] Die Änderung der Kennzahlen bei einem Zugversuch, besonders auch die Einschnürung, war dagegen bei diesen Versuchen ganz gering.

[4] Daß auch bei statischen Zugversuchen ähnlich verwickelte Verhältnisse vorliegen, konnte kürzlich W. Kuntze (Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1488, 1928) nachweisen. Diese sind aber bei gewöhnlichen Zugversuchen verborgen und treten erst bei Verwendung gekerbter Proben in die Erscheinung.

[5] H. F. Moore und J. B. Kommers: A. a. O., S. 133; P. Ludwik: Ber. Werkstoffausschuß VDEi Nr. 21. 1928.

Digitized by Google

dann durch Glühen nicht mehr aufgehalten werden[1]. Am einfachsten vorstellbar ist mit Ludwik, Moore u. a. eine allmähliche Unterbrechung der Atombindungen, die zur Ausbildung makroskopischer Risse führt. Ist ein Riß einmal entstanden, so bewirkt die Spannungsanhäufung in seiner Umgebung ein beschleunigtes Weiterreißen, bis schließlich der Bruch eintritt.

Herrn Prof. Memmler und Prof. Stamer danken wir für die Unterstützung der Versuche. [B 1690]

[1] Bei Stab 25 (Zahlentafel 1), der mit $^1/_{13}$ der Bruchwechselzahl lief, trat nach sechs Zwischenglühungen eine Beschädigung durch Stauchen in der Versuchseinrichtung ein. Deren Wirkung sollte aber durch die nachfolgende Glühung beseitigt sein. Dann würde schon nach dieser geringen Wechselzahl eine erhebliche Schädigung des Werkstoffes eingetreten sein.

Zur Analyse des Formänderungswiderstandes.

Von **R. Eisenschitz, B. Rabinowitsch** und **K. Weissenberg**[1].

1. Einleitung.

Der Widerstand eines Körpers gegen mechanische Verformung ist nur in wenigen einfachen Fällen der Theorie zugänglich. Gerade die technisch wichtigsten Materialien können wegen ihrer mannigfaltigen und häufig noch unaufgeklärten Struktur vorläufig nur so behandelt werden, daß man ihr Verhalten mit dem einfacher Modellsubstanzen vergleicht. Eine jedenfalls exakte Beschreibung von Deformationsvorgängen besteht in der Angabe, wie die gesamte aufgewendete Deformationsarbeit sich auf die einzelnen Energieformen verteilt. Wir beschränken uns in der vorliegenden Arbeit auf die Fälle, in denen nur Wärme, kinetische und elastische potentielle Energie auftritt. In einer allgemeinen Betrachtung würde analog die auftretende elektrische, chemische usw. Energie berücksichtigt werden. Der jeweilige Zustand des Körpers kann in Dreieckskoordinaten ausgedrückt werden, wenn die zugeführte Energie gleich der Einheit gesetzt wird (Abb. 1). Ist insbesondere die Deformation durch Schub verursacht, dann bedeuten die 3 Eckpunkte des Dreiecks den Zustand der einfachen Modellsubstanzen, nämlich der Punkt A die reibungslose inkompressible Flüssigkeit, B die unendlich zähe Flüssigkeit, C den vollkommen elastischen Festkörper. Der Zustand der gewöhnlichen niedermolekularen Flüssigkeit liegt immer auf der Dreieckseite AB. Die Darstellung einer stationären Strömung im Diagramm ist dann besonders einfach, nämlich ein Punkt auf dieser Dreiecksseite. Durch diesen wird angegeben, in welchem Verhältnis die durch Reibung in der Sekunde entstehende Wärme zu der kinetischen Energie steht, die die Flüssigkeit infolge ihrer Strömungsgeschwindigkeit enthält. Ihre Summe ist gleich der gesamten aufgewendeten Arbeit. In diesem Fall gilt das Reynoldssche Ähnlichkeitsgesetz:

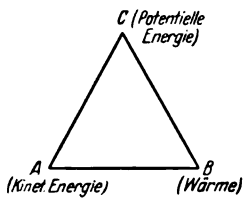


Abb. 1.

„Zwei strömende Systeme, die durch denselben Diagrammpunkt dargestellt und deren räumliche Maße geometrisch ähnlich sind, sind mechanisch ähnlich."

Unter mechanischer Ähnlichkeit ist Gleichheit aller dimensionslosen Größen zu verstehen. Mechanisch ähnliche Systeme werden durch Änderung des Längenmaßes ineinander umgerechnet, während die Winkel gleich bleiben. Ein Ähnlichkeitsgesetz für den Widerstand von Metallen würde beispielsweise die Berechnung der Arbeitsbedingungen bei gleichgehaltenem Schnittwinkel beinhalten.

[1] Mitteilung aus den Kaiser Wilhelm-Instituten für Faserstoffchemie und physikalische Chemie und Elektrochemie.

2. Strömungsvorgänge in Solen.

Wir stellen uns die Aufgabe, die Strömungsvorgänge gewisser kolloidaler Lösungen, die man als „elastische Flüssigkeiten" bezeichnet, zu untersuchen, um ihre Einordnung in das Energiediagramm anzubahnen. Wir beschränken uns in dieser Arbeit auf stationäre, lamellare Strömungen, wie sie sich beim Auspressen aus Kapillaren einstellen. Die gesamte aufgewendete Arbeit beträgt pQ, wobei p den Druckabfall, Q das Strömungsvolumen bedeutet. Dieselbe Größe an einer unendlich scharfkantigen Düse gleicher Weite gemessen ist bei gewöhnlichen Flüssigkeiten gleich der — aus Dichte und Geschwindigkeit berechneten — kinetischen Energie, bei elastischen Flüssigkeiten größer als diese. Es tritt also noch potentielle Energie auf. Dementsprechend ist ein solcher Vorgang durch einen Punkt im Innern des Dreiecks dargestellt.

Die Formänderung bei einer stationären lamellaren Strömung wird beschrieben durch die Relativgeschwindigkeit, mit der zwei benachbarte Schichten aneinander vorbeigleiten, also durch $\frac{\partial v}{\partial r}$. ($v$ bedeutet die Geschwindigkeit, r den variablen Abstand von der Rohrachse.) Die deformierende Kraft ist gegeben durch das Produkt aus der Schubspannung τ und der Lamellenfläche. Der Formänderungswiderstand ist nun durch diejenigen Zahlen definiert, welche die Berechnung der Formänderung aus der Kraft ermöglichen. Für gewöhnliche Flüssigkeiten ist

$$\frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{\tau}{\eta} \quad \text{(Newtonscher Ansatz)}, \tag{1}$$

aus dem das Poiseuillesche Gesetz folgt:

$$Q = \frac{\pi R^4 p}{8 \eta l}. \tag{2}$$

Hierin bedeutet p den Druckabfall, Q das Strömungsvolumen, R den Rohrradius, l die Rohrlänge und η den Reibungskoeffizienten. Zur Verallgemeinerung auf Flüssigkeiten, die nicht mit dem Poiseuilleschen Gesetz folgen, entsteht die Aufgabe $\frac{\partial v}{\partial r}$ in Abhängigkeit von τ auszudrücken:

$$\frac{\partial v}{\partial r} = -f(\tau). \tag{3}$$

Digitized by Google

Ist $f(\tau)$ etwa als Potenzreihe entwickelt, dann geben die dabei auftretenden Konstanten eine Kennzeichnung des Formänderungswiderstandes. Eine direkte experimentelle Messung von $f(\tau)$ ist nicht möglich, dagegen wird im folgenden Abschnitt eine Methode entwickelt, um $f(\tau)$ aus experimentell bestimmbaren Größen zu berechnen.

3. Rechnerische Behandlung der Strömung in Solen.

Die Grundlage für jeden lamellaren, stationären Strömungsvorgang ist die Beziehung:

$$\tau = \frac{r\,p}{2\,l} \tag{4}$$

(τ Schubspannung, r variabler Abstand von der Rohrachse, p Druckabfall, l Rohrlänge, R Rohrradius). Wir setzen mit Rücksicht auf die Überlegungen aus Abschnitt 2 an:

$$\frac{\partial v}{\partial r} = -f(\tau)\,. \tag{3}$$

Man erhält die Geschwindigkeitsverteilung:

$$v_0 - v_r = \int_0^r f(\tau)\,dr = \frac{2\,l}{p}\int_0^\tau f(\tau)\,d\tau\,. \tag{5}$$

v_0 errechnet sich aus der Randbedingung

$$v_R = 0\,, \tag{6}$$

daher ist

$$v = \frac{2\,l}{p}\int_R^r f(\tau)\,d\tau \tag{7}$$

und

$$Q = 2\pi\int_0^R v\,r\,dr = 2\pi\left(v\,\frac{r^2}{2}\Big|_0^R - \int_0^R \frac{r^2}{2}\,\frac{\partial v}{\partial r}\,dr\right).$$

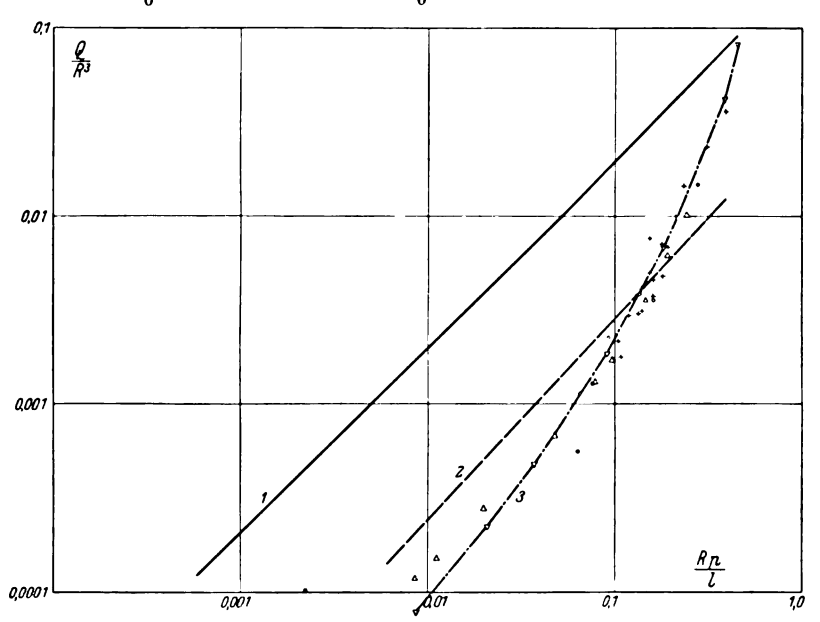


Abb. 2.

Das erste Glied verschwindet wegen (6):

$$Q = 2\pi\left(\frac{2\,l}{p}\right)^3\int_0^{\tau_R}\frac{\tau^2}{2}\,f(\tau)\,d\tau = 2\pi R^3\,\frac{1}{\tau_R^3}\int_0^{\tau_R}\frac{\tau^2}{2}\,f(\tau)\,d\tau\,, \tag{8}$$

wobei

$$\tau_R = \frac{R\,p}{2\,l}\,.$$

Man kann (8) auch schreiben:

$$Q = 2\pi R^3 F(\tau_R)\,. \tag{8a}$$

Gleichung (8a) enthält nur direkt meßbare Variable.

Ist nun $F(\tau_R)$ bekannt, so kann auf einfache Weise die Funktion $f(\tau)$ berechnet werden.

Definitionsgemäß ist

$$F(\tau_R) = \frac{1}{\tau_R^3}\int_0^{\tau_R}\frac{\tau^2}{2}\,f(\tau)\,d\tau\,;$$

daher ergibt sich:

$$\frac{d}{d\tau_R}F(\tau_R) = \frac{f(\tau_R)}{2\,\tau_R} - \frac{3}{\tau_R}F(\tau_R)$$

und schließlich:

$$f(\tau) = 6\,F(\tau) + 2\,\tau\,F'(\tau)\,. \tag{9}$$

Durch diese Beziehung ist der Zusammenhang zwischen Deformation und deformierender Kraft auf meßbare Größen zurückgeführt.

4. Experimentelle Prüfung.

Das direkte Ergebnis des Experimentes sind Messungsreihen, in denen das Strömungsvolumen in Abhängigkeit entweder vom Druckabfall oder von der Rohrlänge oder von der Rohrweite aufgenommen ist. Die Theorie gibt keine Auskunft über den Verlauf einer dieser drei Funktionen, sie fordert aber einen Zusammenhang zwischen ihnen. Wenn nämlich etwa die Längenabhängigkeit gemessen wurde, so ergibt sich aus Gleichung (8a) eindeutig die Abhängigkeit von den beiden anderen unabhängigen Variablen; diese wird dann mit den beiden anderen Messungsreihen kontrolliert. Mit anderen Worten: Wenn Gleichung (8a) richtig ist, müssen die Abhängigkeiten des Q von p, R und l sich durch eine einzige Funktion $F\left(\frac{Rp}{2l}\right)$ darstellen lassen. Um die Prüfung durchzuführen, wird $\frac{Rp}{2l}$ als Abszisse[1], $\frac{Q}{R^3}$ als Ordinate in ein Diagramm eingetragen.

Es ist zur Bestimmung der Kurvengleichung vorteilhaft, die Koordinaten in logarithmischem Maßstabe (Abb. 2) einzutragen.

Die erste Messungsreihe wurde mit Glyzerin als Standardsubstanz, die dem Poiseuilleschen Gesetz folgt, vorgenommen. In diesem Fall muß wegen

$$\frac{Q}{R^3} = \frac{2\pi}{8\eta}\cdot\frac{Rp}{2l}$$

die im logarithmischen Maßstabe gezeichnete Funktion eine unter 45° geneigte Gerade sein. Dies wird durch die Versuche bestätigt.

In gleicher Weise ergeben die Messungen an mit Wasser verdünntem Honig eine unter 45° geneigte

[1] In Abb. 2 ist als Abszisse $\frac{Rp}{l}$ eingezeichnet; bei dem angewendeten Logarithmenraster bewirkt dies lediglich eine Parallelverschiebung der Kurve.

Digitized by Google

Gerade. Wir haben diese beiden Poiseuilleschen Flüssigkeiten so gewählt, daß die scheinbare Zähigkeit einer elastischen Flüssigkeit je nach der angewendeten Schubspannung der Zähigkeit verschiedener Poiseuillescher Flüssigkeiten gleich ist.

Als typische elastische Flüssigkeit wurde eine Nitrozelluloselösung untersucht. Messungsreihen, bei denen die Rohrweite variiert wurde, sind im Diagramm (Abb. 2) durch Kreuze bezeichnet; ebenso bedeuten die mit Dreiecken und Kreisen bezeichneten Punkte Messungsreihen, in denen der Druckabfall bzw. die Rohrlänge variiert wurde.

Durch die Punkte läßt sich eine glatte Kurve legen. Man erkennt, daß die Streuung der Einzelwerte nicht größer ist als die Streuung innerhalb der verschiedenen Messungsreihen.

Die Messungen an der Nitrozelluloselösung werden dargestellt durch die Gleichung

$$F(\tau_R) = A\tau_R + B\tau_R^2 .$$

Daraus erhält man nach Gleichung (9)

$$-\frac{\partial v}{\partial r} = f(\tau) = 8A\tau + 10B\tau^2 .$$

Von Reiner[1] ist ein Ansatz gemacht worden, nach welchem eine elastische Flüssigkeit Schubspannungen unterhalb einer bestimmten „Fließfestigkeit" ϑ auch bei dem Geschwindigkeitsgefälle 0 tragen kann:

$$\frac{\partial v}{\partial r} = \frac{1}{\eta}(-\vartheta + \tau) .$$

Dieser Ansatz ist bei den von uns untersuchten Substanzen mit der Beobachtung nicht vereinbar. Trotzdem besteht insofern eine gewisse Übereinstimmung, als die von Reiner berechnete Geschwindigkeitsverteilung von der Poiseuilleschen im gleichen Sinne abweicht wie die beobachtete.

Die Versuchsergebnisse haben demgemäß den Ansatz (3) bestätigt. Es ist wahrscheinlich, daß mit Hilfe der Kapillarmethode $f(\tau)$ sich allgemein für Kolloide bestimmen läßt. In der sich im allgemeinen ergebenden Potenzreihe werden bei anderen Substanzen möglicherweise auch das nullte Glied und höhere Glieder auftreten.

5. Anisotropie der Sole.

Zwischen Substanzen, bei welchen $\frac{\partial v}{\partial r} \cdot \frac{1}{\tau}$ nach Newton eine Konstante ist, und solchen, bei denen dieser Quotient noch von der Schubspannung abhängt, besteht ein charakteristischer Unterschied. Dieser ist anschaulich so zu formulieren, daß in einer Newtonschen Substanz ein bestimmtes Geschwindigkeitsgefälle immer dieselbe Schubspannung erzeugt, gleichgültig, ob man vom Ruhezustand oder einem endlichen Geschwindigkeitsgefälle ausgeht. Gilt dagegen der Newtonsche Ansatz nicht, dann ist die Beziehung zwischen einer zusätzlichen Schubspannung und der Deformation eine verschiedene, je nachdem, ob man vom Ruhezustand ausgeht oder ob bereits ein Geschwindigkeitsgefälle vorhanden war. Dementsprechend ist nur bei Gültigkeit des Newtonschen Ansatzes η gleich für eine Deformation in der Strömungsrichtung und senkrecht dazu; andernfalls ist der Strömungswiderstand in diesen Richtungen verschieden, d. h. die Flüssigkeit mechanisch anisotrop. Es ist bekannt, daß Sole dieser Art Strömungsdoppelbrechung zeigen, also auch optisch anisotrop sind. Man hat daher in der optischen Untersuchung ein Hilfsmittel zur Untersuchung der in der Flüssigkeit vorhandenen potentiellen Energie, deren Natur noch unbekannt ist.

6. Nichtstationäre Relaxationsvorgänge.

Bei der Dehnung eines Fadens treten gleichzeitig elastische und plastische Verformungen auf. Ihre Untersuchung ist dadurch erschwert, daß es nicht möglich ist, stationäre Zustände herzustellen. Das Diagramm (Abb. 1) läßt wieder die einfachen Grenzfälle erkennen, nämlich den vollkommen elastischen Körper im Punkt C und vollkommene Plastizität auf der Dreiecksseite AB.

Eine relaxierende Modellsubstanz ist von Maxwell durch die Gleichung

$$\frac{dK}{dt} = -\alpha K + \beta \frac{dl}{dt} \qquad (10)$$

definiert worden. K bedeutet die Zugkraft, l die Dehnung, $\frac{1}{\alpha}$ wird als „Relaxationszeit" bezeichnet, β ist der Elastizitätsmodul. Der Fließ- und Relaxationsvorgang können aus Gleichung (10) berechnet werden.

Für Körper, bei denen die Maxwellsche Gleichung nicht zutrifft, ist es bisweilen möglich, Fließ- und Relaxationskurven ineinander umzurechnen.

Durch Versuche an Fäden aus Viskoseseide[1] ist gefunden worden, daß deren Relaxationskurven sich durch folgende Gleichung darstellen lassen:

$$K = K_0 \varphi(t) , \qquad (11)$$

d. h. die relative Abnahme der Zugkraft ist eine von dieser unabhängige Zeitfunktion. Aus der Form der Gleichung ist ersichtlich, daß bei der Viskose elastische Nachwirkung auftritt. Da die Relaxationskurven Linien konstanter Dehnung sind, liegt die Annahme nahe, daß der Zustand des Fadens in diesem Falle durch K und l gegeben ist. Dann wäre der Einfluß der Vorbehandlung durch eine Größe, nämlich die tatsächlich vorhandene Dehnung, ausgedrückt. Wenn diese Annahme zutrifft, kann man aus der Schar der Relaxationskurven (l konstant, K variabel) die Fließkurven (K konstant, l variabel) berechnen. Man muß nur noch eine Annahme machen, die an den anderen bisher bekannten Materialien immer zutrifft, daß nämlich der Elastizitätsmodul als Konstante angesehen werden darf. In diesem Falle ist

$$\beta\left(\frac{\partial l}{\partial t}\right)_K = -\left(\frac{\partial K}{\partial t}\right)_l . \qquad (12)$$

Dieser Ausdruck wird nach 11) berechnet mit

$$\left(\frac{\partial K}{\partial t}\right)_l = q'(t) K_0(t) .$$

[1] M. Reiner: Kolloid-Z. Bd. 39, S. 80. 1926.

[1] Gleichung (11) ist auf Grund von Messungen aufgestellt, die in einem nach Angaben von E. Schmid konstruierten Apparat ausgeführt wurden. Über den Apparat und die Messungen wird in der demnächst erscheinenden Berliner Dissertation von H. Smith berichtet werden.

Digitized by Google

Dabei ist unter $K_0(t)$ diejenige Zugkraft zu verstehen, unter der der Faden zur Zeit 0 hätte stehen müssen um bei konstanter Länge relaxierend, zur Zeit t auf den Wert K zu kommen. Nach Gleichung (11) ist

$$K_0(t) = \frac{K}{\varphi(t)}. \tag{13}$$

Es ist also

$$\beta\left(\frac{\partial l}{\partial t}\right)_K = -\varphi'(t)\,K_0(t) = -\frac{\varphi'(t)}{\varphi(t)}\,K, \tag{14}$$

$$l_1 - l_2 = \frac{K}{\beta}\log\frac{\varphi(t_2)}{\varphi(t_1)} \tag{15}$$

die Gleichung der Fließkurve.

Für den Maxwellschen Fall $f(t) = e^{-\alpha t}$ bedeutet (15) eine konstante Fließgeschwindigkeit.

Die direkt gemessenen Fließkurven der Viskoseseide unterscheiden sich merklich von den berechneten. Die genauere Untersuchung ist im Gange.

Wenn Gleichung (15) zutrifft, enthält sie eine Bestimmungsmethode des Elastizitätsmoduls durch Vergleich der Relaxations- und Fließkurve zu korrespondierenden Zeitpunkten.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind wir für die Unterstützung unserer Arbeit zu besonderem Danke verpflichtet.

Eingegangen 14. März 1929.

Zur Ableitung einer Fließbedingung.

Von **G. Sachs**[1].

Eine Aufgabe, die für die Technik große Bedeutung hat, ist die Feststellung kritischer Spannungsgrenzen bei verschiedener Beanspruchung eines Werkstoffes. Es wird also z. B. danach gefragt, bei welchen Spannungsgrößen die Elastizitätsgrenze, Streckgrenze oder Fließspannung bei Verdrehung liegen, wenn die entsprechenden Werte für Zug oder Druck bekannt sind.

Die älteren Annahmen, die die größte Normalspannung oder größte Dehnung als maßgebend ansehen, sind heute verlassen. Allgemeinere Anerkennung, besonders durch die Versuche von Guest[2], hat dagegen die von Coulomb, Mohr u. a. entwickelte Anschauung gefunden, daß es allein auf den Größtwert der Schubspannung ankommt und dieser bei Metallen unter allen Beanspruchungszuständen annähernd konstant ist[3].

Diese Fließbedingung schließt eine Aussage ein, die durch neuere Untersuchungen widerlegt worden ist. Ein Beanspruchungszustand ist durch die drei Hauptspannungen σ_1, σ_2, σ_3 gekennzeichnet, wobei σ_1 in der Regel als die größte (Zug), σ_3 als die kleinste eingeführt wird. σ_2 ist dann die sogenannte mittlere Hauptspannung. Nach Mohr, der dies ausdrücklich ausspricht, dürfte die mittlere Hauptspannung keinen Einfluß haben. Das Fließen müßte z. B. bei Zug, wo $\sigma_2 = \sigma_3 = 0$ ist, bei der gleichen größten Schubspannung $\tau'_{max} = \frac{\sigma_1}{2}$ eintreten, wie bei reinem Schub (Verdrehung, gedehntes Rohr unter bestimmtem Innendruck usw.), wo $\sigma'_1 = -\sigma'_2$, $\sigma'_3 = 0$ und $\tau''_{max} = \sigma'_1$ ist. Im Falle des Zuges ist aber die mittlere Hauptspannung der kleineren gleich, im Falle der Verdrehung liegt sie in der Mitte zwischen den beiden andern.

Eingehende Untersuchungen von Ludwik und Scheu[4], Lode[5] sowie Roš und Eichinger[6] haben jedoch eindeutig zum Ergebnis geführt, daß bei Verdrehung und Zug dann eine gleiche Gefahr vorliegt, wenn die Schubspannungen bei Verdrehung um rd. 10 bis 15% größer sind als bei Zug.

Dieses Ergebnis wird nun als Bestätigung einer von Huber[1] und v. Mises[2] eingeführten Fließbedingung gedeutet, wonach die Gestaltänderungsenergie:

$$A\,4\,\tau_0^2 = A\left[\frac{(\sigma_1-\sigma_2)^2}{2} + \frac{(\sigma_2-\sigma_3)^2}{2} + \frac{(\sigma_3-\sigma_1)^2}{2}\right], \tag{1}$$

worin A eine Konstante und τ_0 die Schubspannung für reinen Zug sind, für die Fließgefahr maßgebend ist. Errechnet man die größte Schubspannung für konstante Gestaltänderungsenergie, so zeigt diese einen etwa parabolischen Gang mit der mittleren Hauptspannung:

$$\tau_{max} = \tau_0\sqrt{\frac{4}{3+\mu^2}}^{*}, \tag{1a}$$

worin $\mu = \frac{2\sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 - \sigma_3}$ ist. Für Verdrehung ergibt sich der Höchstwert, der um 15,4% über dem Mindestwert für Zug liegt.

Als maßgebende physikalische Größe für die plastische Verformung von quasiisotropen Stoffen wird danach vielfach die Gestaltänderungsenergie angesehen.

Versuche an einzelnen Metallkristallen zeigen anderseits, daß für diese mit guter Annäherung ein kristallographisch ausgezeichneter Wert der Schubspannung die Fließgefahr bestimmt. Und zwar ist die Komponente der Schubspannung auf der Gleitfläche in der Gleitrichtung maßgebend, die im folgenden kurz als wirksame Schubspannung bezeichnet sei, im Gegensatz zur (elastizitätstheoretischen) größten Schubspannung. Die Messungen von Schmid[3] an sehr verschieden orientierten Kristallen von Zink führten zu einem gleichbleibenden Wert der Schubspannung an der Streckgrenze mit einer mittleren Abweichung von ±15%, während die Zugspannungen im Verhältnis 1 : 5 standen. Bei Wismut-

[1] Original: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 734—736. 1928.

[2] J. J. Guest: Phil. Mag. (5) Bd. 50, S. 69. 1900.

[3] Vom Einfluß des mittleren Druckes (hydrostatischen Druckes), der bei Metallen jedenfalls klein ist, sei zunächst ganz abgesehen.

[4] P. Ludwik und R. Scheu: Stahleisen Bd. 45, S. 373. 1925.

[5] W. Lode: Z. Phys. Bd. 36, S. 913. 1926; Heft 303 der Forsch.-Arb. Ing., herausgegeben vom V. d. I.; s. a. S. 733 dieses Heftes.

[6] M. Roš und A. Eichinger: Versuche zur Klärung der Frage der Bruchgefahr. Zürich 1926.

[1] A. T. Huber: Czasopismo technizne. Lemberg 1904.

[2] R. v. Mises: Gött. Nachr. 1913, S. 582.

[3] E. Schmid: Proc. Int. Congress Applied Mechanics, S. 342, Delft 1925; P. Rosbaud und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 32, S. 197. 1925.

* Vgl. W. Lode: a. a. O. S. 927.

Digitized by Google

kristallen[1] ergab sich ebenfalls eine gute Konstanz der Schubspannungen an der Streckgrenze. Auch Versuche an verschieden orientierten Kristallen von α-Messing (72% Cu) und veredelten Kristallen einer Aluminiumlegierung mit 5% Cu, über die demnächst berichtet werden wird, führten zu einer innerhalb ±8 bis 10% konstanten Schubspannung an der Streckgrenze, während die Zugspannungen dabei fast im Verhältnis 1 : 2 verschieden ausfielen. Und auch der gesamte Kraftverlauf bei Dehnungsversuchen an Aluminium-[2] und Zinkkristallen[3] läßt sich bei Zugrundelegung der wirksamen Schubspannung annähernd durch eine einzige Kurve wiedergeben. Ob diese Fließbedingung für Kristalle streng gilt, sei dahingestellt[4]. Jedenfalls faßt sie die Versuchsergebnisse mit guter Annäherung in einer anschaulichen Form zusammen.

Die folgende Untersuchung soll nun zeigen, daß unter der Annahme einer konstanten wirksamen Schubspannung beim einzelnen Kristall eine Fließbedingung abgeleitet werden kann, die die Abhängigkeit der größten Schubspannung im Kristallhaufwerk von der mittleren Hauptspannung in Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen erfaßt[5].

Hierzu denke man sich das Kristallhaufwerk durch ein Bündel verschieden orientierter einzelner Kristalle ersetzt, in denen stets ein dem makroskopischen Spannungszustande ähnlicher herrschen soll. Diese Annahme ist sicher nicht erfüllt und könnte für etwaige geringe Abweichungen zwischen der Theorie und dem Versuch verantwortlich gemacht werden. Die Koppelung der Kristalle sei lediglich in der Weise gedacht, daß bei überelastischer Beanspruchung in jedem Kristall die wirksame Schubspannung den gleichen Wert τ^* hat. Diese zweite Annahme dürfte bei Stoffen mit ausgesprochener Streckgrenze der Erfahrung ziemlich nahekommen. Im übrigen kann der Einfluß dieser besonderen Annahme hinsichtlich der Art der Koppelung nur von geringem Einfluß sein, da jeder der zu berechnenden Werte dadurch in gleicher Richtung beeinflußt wird.

Es sind nun für dieses Modell die elastizitätstheoretischen Größen, insbesondere die größte Schubspannung, zu berechnen. Diese Aufgabe konnte bisher geschlossen nicht gelöst werden; es sei daher lediglich versucht, einachsigen Zug und reinen Schub für Kristalle mit regulärflächenzentriertem Gitter (Al, Cu, Ni usw.), deren Gleitmechanismus bekannt ist, einander gegenüberzustellen.

Bei Zug ist das Verhältnis der wirksamen Schubspannung τ^* zur Zugspannung s schon für alle Orientierungen berechnet und mitgeteilt worden[6]. Für den vorliegenden Zweck braucht man das Verhältnis zwischen der größten Schubspannung τ'_{max} und der wirksamen Schubspannung τ^*:

$$\frac{\tau'_{max}}{\tau^*} = \frac{s}{2\tau} = \frac{1}{2\cos\varphi\cos\varrho}, \qquad (2)$$

worin der Winkel der Stabachse zur Gleitflächennormale (Würfeldiagonale 111) φ und zur Gleitrichtung (Würfelflächendiagonale 110) ϱ ist. Die gesamte Orientierungsmannigfaltigkeit dieser $\frac{\tau'_{max}}{\tau^*}$-Werte läßt sich in einem sphärischen Dreieck, Abb. 1, darstellen[1]. Die Werte liegen in den Grenzen 1 und 1,85. Da das Mittel der größten Schubspannung bei gleichem Gewicht jeder

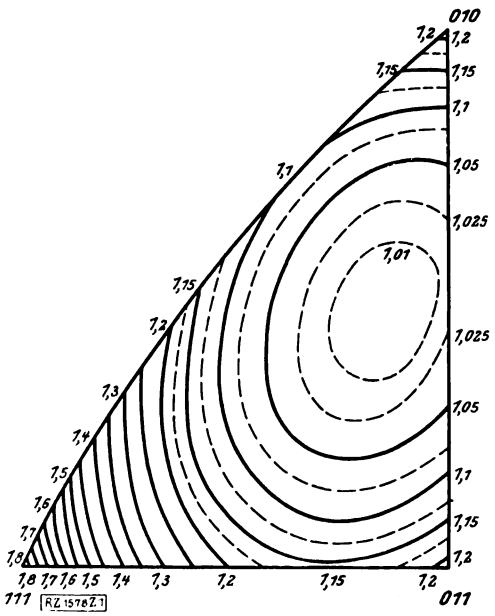


Abb. 1. Verhältnis der größten Schubspannung zur wirksamen in verschieden orientierten Kristallen mit regulär-flächenzentriertem Gitter, die auf Zug beansprucht sind.

Orientierung gesucht wird, ist das sphärische Dreieck in flächentreuer Projektion dargestellt. Der Mittelwert ergibt sich durch einfache Ausmittelung zu:

$$\frac{\tau'_m}{\tau^*} \text{ (für Zug)} = 1{,}11_9 .$$

Ist nun im allgemeinen Fall die mittlere Hauptspannung nicht gleich einer der beiden andern, so wird die Orientierung eines Stabes festgelegt durch die Lage zweier Hauptspannungen zum Kristallgitter. Für jede mögliche Orientierung muß wieder das Verhältnis der größten Schubspannung zur wirksamen ermittelt werden. Die wirksame Schubspannung ist hierbei der höchste Wert der zwölf Schubspannungen auf den verschiedenen möglichen Gleitsystemen:

Gleitfläche f	Gleitrichtung r	Gleitfläche f	Gleitrichtung r
111	011	111	101
111	101	111	110
111	101	111	011
111	011	111	110
111	110	111	101
111	101	111	011

[1] M. Georgieff und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 36, S. 759. 1926.

[2] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116. 1927; G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 71, S. 577. 1927.

[3] E. Schmid: Z. Phys. Bd. 40, S. 54. 1926.

[4] Systematische Abweichungen (Erhöhung) bei hochsymmetrischen Orientierungen dürften auf Störung des einfachen Gleitmechanismus zurückzuführen sein.

[5] Auf diese Möglichkeit weist schon L. Prandtl hin, vgl. W. Lode: a. a. O. S. 934.

[6] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 107. 1927.

[1] G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 71, S. 577. 1927. Jeder Punkt des Dreiecks gibt eine bestimmte Lage des Probestabes an; die Winkel der Stabachse zu den angeschriebenen und andern Kristallrichtungen können mit Hilfe eines passenden Netzes abgegriffen werden.

Digitized by Google

Die Verhältniszahlen liegen jetzt in den Grenzen 1 : 2,45, was schon erkennen läßt, daß für diesen Fall die größte Schubspannung höher ausfallen muß als für Zug.

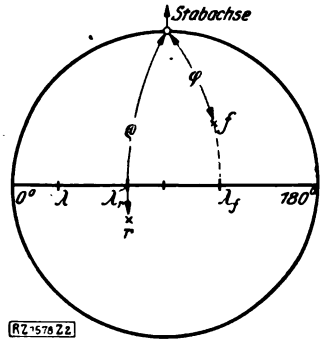


Abb. 2. Bedeutung der sphärischen Koordinaten.
f Gleitflächennormale [111],
r Gleitrichtung [1$\bar{1}$0].

Zur Feststellung des Mittelwertes mittelt man zunächst über alle Orientierungen, bei denen eine bestimmte Kristallrichtung die Winkel 45° zur größten und kleinsten Hauptspannung einschließt. Es sind dies die Spannungszustände in den Oberflächenelementen eines verdrehten und nach der betreffenden Kristallrichtung orientierten Kristallstabes. Das Verhältnis der größten zur wirksamen Schubspannung auf einem bestimmten Gleitsystem *f*, *r* an jeder Stelle des Umfanges ist auch für diesen Fall bekannt[1]:

$$\frac{\tau''_{max}}{\tau^*} = \frac{1}{A\cos(\lambda - \lambda_0)}, \qquad (3)$$

worin

$$A = \sqrt{-\frac{1}{2}(\cos 2\varphi + \cos 2\varrho + \cos 2\varphi \cos 2\varrho)}$$

und

$$\lambda_0 = \operatorname{arc\,tg}[(\operatorname{tg}^2\varphi - 1)\operatorname{ctg}(\lambda_\varrho - \lambda_\varphi)] + \lambda_\varphi,$$

wobei λ die zweite sphärische Koordinate der Gleitflächennormale und Gleitrichtung entsprechend Abb. 2 ist.

Die Durchrechnung dieser Aufgabe wird umständlich dadurch, daß von vornherein nicht bekannt ist,

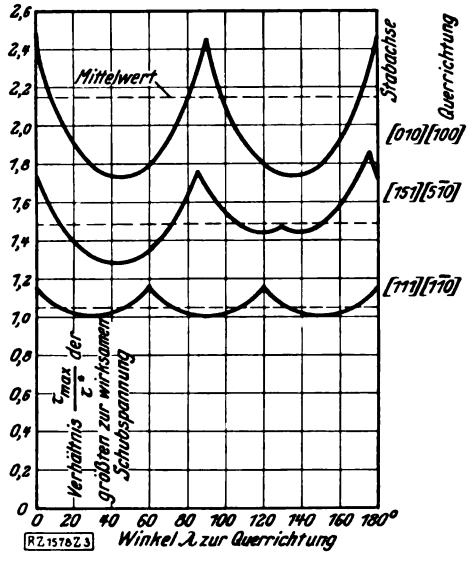


Abb. 3. Die zur Erreichung konstanter wirksamer Schubspannung notwendige größte Schubspannung bei Verdrehung von Kristallen.

welches Gleitsystem an jeder Oberflächenstelle das wirksame ist. Dies ergibt sich erst bei der graphischen Darstellung der Ergebnisse, wofür Abb. 3 einige Beispiele zeigt.

[1] H. J. Gough, S. J. Wright und D. Hanson: Journ. Inst. Metals Bd. 36, II., S. 173. 1926.

Die durch Planimetrieren bestimmten Mittelwerte lassen sich nun wieder zur Konstruktion eines Schichtliniennetzes[1] in einem sphärischen Dreieck, Abb. 4, verwenden. Hieraus ergibt sich dann als Gesamtmittelwert:

$$\frac{\tau''_m}{\tau^*}\,(\text{für Verdrehung}) = 1{,}29_3$$

und schließlich:

$$\frac{\tau''_m}{\tau'_m} = 1{,}15_5.$$

Die größte Schubspannung für ein Kristallhaufwerk bei Annahme einer konstanten wirksamen Schubspannung in den einzelnen Kristallen ergibt sich also für reinen Schub (Torsion) um 15,5% höher als für einachsigen Zug. Die Genauigkeit beträgt schätzungsweise ±1%. Es berechnet sich also fast der gleiche Unterschied wie aus der Annahme konstanter Gestaltänderungsenergie (15,4%).

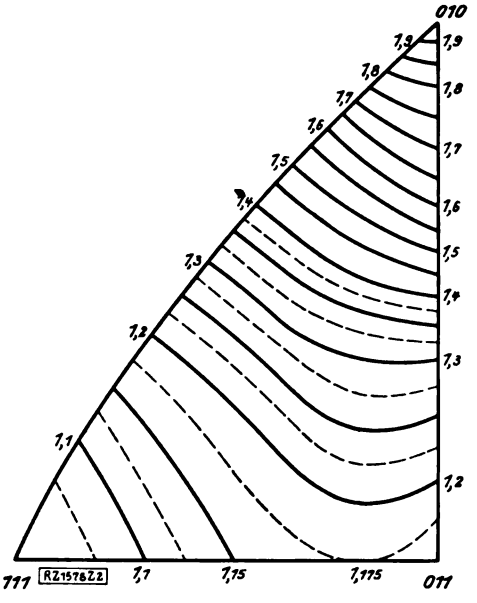


Abb. 4. Verhältnis der mittleren größten Schubspannung zur wirksamen in verschieden orientierten Kristallen mit regulär-flächenzentriertem Gitter, die auf Verdrehung beansprucht sind.

Wie die folgende Zusammenstellung zeigt, ergeben die neueren Versuchswerte im Mittel einen um etwa 3,5% geringeren Wert:

Forscher	Stoff	Verhältnis zwischen größter Schubspannung bei reinem Schub und Zug: Einzelwerte	Mittelwert
Ludwik-Scheu	Kupfer		$< 1{,}14$
Lode	Kupfer	1,14; 1,10; 1,11; 1,11	$= 1{,}11_5$
	Nickel	1,14; 1,12; 1,11	$= 1{,}12$
	Eisen	1,03; 1,14; 1,12 1,07; 1,11; 1,13	$= 1{,}10$
Roš-Eichinger	Eisen	1,14; 1,13	$= 1{,}13_5$
		Gesamtmittel	$1{,}12 \pm 0{,}015$

Es liegt nahe, diese Abweichung auf die Wirkung der Bindung der Kristalle in einem Haufwerk zurückzuführen.

[1] Das Schichtliniennetz hat nebenbei noch die Bedeutung, daß es für ein verdrehtes dünnes Kristallrohr, bei dem in allen Kristallteilen die gleiche wirksame Schubspannung herrscht, die mittlere größte Schubspannung angibt.

Digitized by Google

Die charakteristische Verformung einzelner Kristalle zu flachen Bändern ist dadurch unterbunden, was aber gleichbedeutend ist mit einer zusätzlichen Querbeanspruchung des Kristalls. Wie das durchgerechnete Beispiel zeigt, muß dies aber bei Zug eine Erhöhung, bei Schub eine Herabsetzung der mittleren größten Schubspannung zur Folge haben. Es ist nicht aussichtslos, auch diesem Einfluß rechnerisch beizukommen.

Obwohl die Rechnung für Stoffe mit flächenzentriertem Gitter (Kupfer, Nickel) durchgeführt ist, scheint das Ergebnis auch für das körperzentrierte Eisen gut zu gelten. Wie groß das Verhältnis für niedriger symmetrische Gitter ausfällt, läßt sich vorläufig nicht übersehen[1].

Für den allgemeinen Beanspruchungsfall ist die Lösung noch nicht ermittelt. Man wird jedoch, wie die Versuchsergebnisse lehren, der Wahrheit ziemlich nahe kommen, wenn man einen parabolischen Gang der größten Schubspannung mit der mittleren Hauptspannung annimmt:

$$\tau_{max} = \tau_0[1 + a(1 + \mu)(1 - \mu)], \qquad (4)$$

worin a für reguläre Stoffe 0,12 gesetzt werden kann, oder in allgemeinerer Form unter Berücksichtigung eines etwaigen Einflusses des hydrostatischen Druckes p:

$$\tau_{max} = \tau(p)[1 + a(1 + \mu)(1 - \mu)], \qquad (4a)$$

worin $p = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3}$ und $\tau(p)$ eine bisher noch unbekannte Funktion ist, die für Metalle wenig veränderlich ist.

[1] Vgl. P. Ludwik: Ber. Werkstoffausschuß V. d. E. 1928. Nr. 121.

Für rechnerische Zwecke bietet die Gestaltänderungsenergie-Bedienung [1] und [1a] nach wie vor eine gute Darstellung des experimentellen Befundes. Damit kann aber noch keineswegs begründet werden, daß sie auch als physikalisch maßgebende Größe anzusehen ist. Sie entwickelt sich aus den Vorstellungen der Stetigkeitsmechanik. Für den Kristallbau hat sich aber die atomistische Anschauung als so fruchtbar erwiesen, daß kein Grund vorliegt, eine dahingehende Erscheinung andersartig zu deuten. Die jüngste Entwicklung der Physik lehrt allgemein, daß jede Erscheinung sich sowohl quantenhaft als auch kontinuierlich beschreiben läßt[1]. Welches Verfahren man im einzelnen Fall anwenden wird, ist eine reine Zweckmäßigkeitsfrage[2].

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wird ein erster Versuch gemacht, Erscheinungen bei bleibender Verformung von Kristallhaufwerken aus den Eigenschaften einzelner Kristalle abzuleiten. Ein Vergleich von Zugbeanspruchung und Verdrehungsbeanspruchung bei konstanter wirksamer Schubspannung in den Kristallgleitflächen regulärflächenzentrierter Kristalle ergibt für Verdrehung eine um 15,5% höhere größte Schubspannung als für Zug oder Druck. Die von verschiedenen Forschern mitgeteilten Versuchswerte für Kupfer, Nickel und auch Eisen führen für diesen Unterschied zu einem Mittelwert von $12 \pm 1{,}5\%$.

[1] R. v. Mises hat kürzlich auch einen Versuch unternommen, die Fließerscheinungen bei Kristallen durch Spannungsfunktionen zu beschreiben.

[2] Vgl. P. P. Ewald: Aufbau der festen Materie. Handbuch der Physik Bd. 24, S. 284.

Festigkeit und Plastizität von Metallkristallen.

Von E. Schmid[1].

Die Eigenschaften unserer (vielkristallinen) metallischen Werkstücke werden von zwei Faktoren bestimmt: den für das betreffende Metall charakteristischen Eigenschaften des Einzelkornes und den zusätzlichen Veränderungen, die diese Eigenschaften durch den Zusammentritt der Kristalle zu einem innigen Korngefüge erleiden. Ein wirkliches Verständnis des Verhaltens der Metalle kann demgemäß nur durch Untersuchungen nach diesen beiden Richtungen hin vermittelt werden. Soweit sie das Einzelkorn betreffen, sind systematische Arbeiten seit einer Reihe von Jahren im Gange. Im nachfolgenden soll eine kurze Übersicht über Untersuchungen gegeben werden, die sich mit den technologisch wichtigen Eigenschaften des Einzelkristalles, der Festigkeit und Plastizität, befassen.

1. Kristallographische Grundlagen.

Wenn ein Kristall einer mechanischen Beanspruchung, beispielsweise einem gewöhnlichen Zugversuch, unterworfen wird, können folgende Fälle eintreten: Entweder bricht der Kristall in einer muscheligen, mehr oder minder quer zur Zugrichtung verlaufenden Fläche durch, ähnlich wie dies auch Gläser tun; oder der Kristall reißt nach einer glatten, ebenen Kristallfläche, die im allgemeinen keineswegs mehr parallel zu der mechanisch durch den größten Normalzug ausgezeichneten Fläche senkrecht zur Zugrichtung liegt (vgl. Abb. 1). Ist der Kristall dagegen nicht spröde, sondern plastisch, so führt die Beanspruchung zu einer bleibenden Deformation zufolge Translation oder mechanischer Zwillingsbildung, Mechanismen, die in den beiden, in den Abb. 2 und 4 dargestellten Holzmodellen veranschaulicht sind.

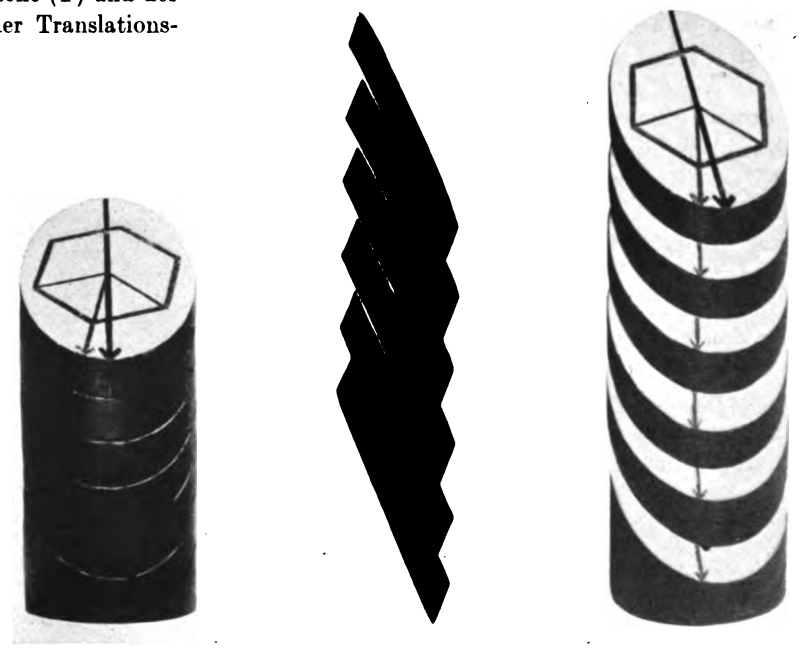
Bei der Translation bilden sich im Kristall parallel zu wichtigen, kristallographischen Flächen (und nicht zu der mechanisch ausgezeichneten Ebene größter Schubspannung) Schichten aus, die in Richtung wichtiger Gitterkanten aneinander abgleiten. Dieser Dehnungsmechanismus, der zu sehr erheblichen Dehnungsbeträgen führen kann (bei Metallkristallen bis zu vielen Hunderten von Prozenten), ist mit einer sehr auffälligen Querschnittsänderung (Bandbildung bei kreiszylindrischer Ausgangsform) verknüpft. Er bewirkt auch, daß das Kristallgitter sich in ganz bestimmter Weise in bezug auf die Kraftrichtung dreht und ist so die Veranlassung

[1] Original: Metallwirtschaft Bd. 7, S. 1011, 1928.

Digitized by Google

zur Ausbildung der als „Deformationstexturen" bezeichneten Gefügeregelung kalt bearbeiteter Metalle. Die kristallographische Kennzeichnung der Translation erfolgt durch Angabe der Translationsfläche (T) und der Translationsrichtung (t). Die Spuren der Translationsflächen sind auf der Mantelfläche gedehnter (ursprünglich kreiszylindrischer) Metallkristalle häufig als deutlich sichtbare, elliptische Streifung erkennbar (Abb. 3).

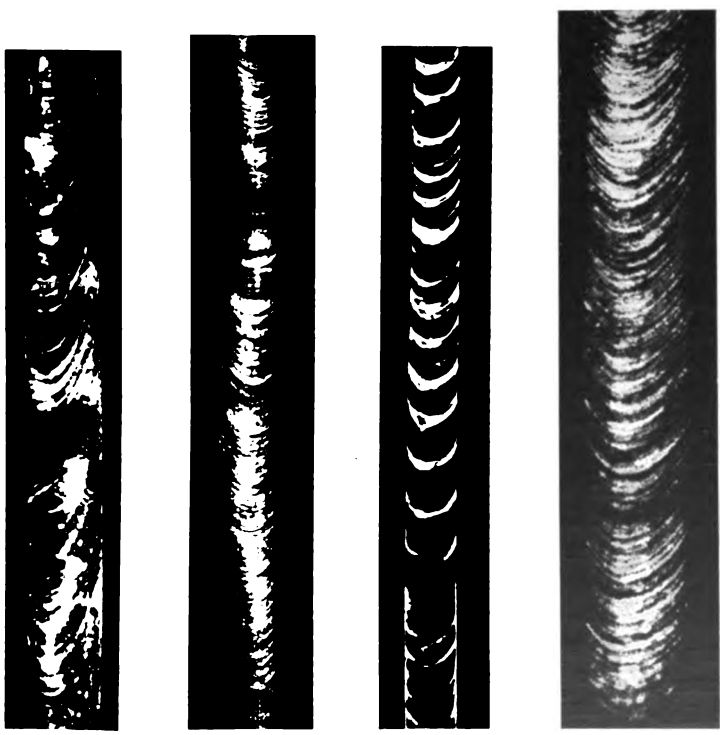
Abb. 1. Reißstelle eines Tellurkristalls (nach E. Sch. und G. Wassermann).



a b c

Abb. 2. Schema der Translation (nach H. Mark, M. Polanyi und E. Sch.). a) Zylindrischer Ausgangskristall mit freigelegter Translationsfläche. Der parallel einer Seitenkante des aufgezeichneten Sechseckes verlaufende Pfeil stellt die Translationsrichtung dar. b) Seitenansicht, c) Vorderansicht des gedehnten Modelles.

Die mechanische Zwillingsbildung beruht in ihrem einfachsten Fall auf einem plötzlichen Umklappen von Teilen des Kristalls in eine in bezug auf eine bestimmte Ebene (Zwillingsebene) symmetrische Stellung zur Ausgangslage. Der Vorgang kann auch als ein Abgleiten parallel zur Zwillingsebene aufgefaßt werden, wobei der Betrag der Abgleitung proportional der Entfernung von der Zwillingsebene (Gleitebene) ist (Abb. 4). Wendet man diesen Mechanismus auf einen kugelförmigen Kristall mit der Äquaterebene als Gleitebene an, so bleiben zwei Ebenen als Kreise erhalten, die Äquatorgleitebene (Zwillingsebene) und eine in einem gewissen Winkel zu ihr geneigte Ebene. Diese beiden „Kreisschnittsebenen" (K_1 und K_2) werden zur kristallographischen Charakterisierung der mechanischen Zwillingsbildung verwendet. In der Regel wird auch noch der Betrag der Abgleitung einer im Abstand 1 von der Gleitebene befindlichen Ebene, die Schiebung s (die aus dem Winkel der beiden Kreisschnittsebenen berechenbar ist) angegeben. Das auf diese Weise erreichte Ausmaß der Dehnung ist nur klein; es übersteigt selten einige wenige Prozente. Einige Beispiele für die Ausbildung von Zwillingslamellen in beanspruchten Metallkristallen sind in Abb. 5 wiedergegeben. Auch im Falle der Zwillingsbildung ist die Gleitebene kristallographisch und nicht mechanisch bestimmt.



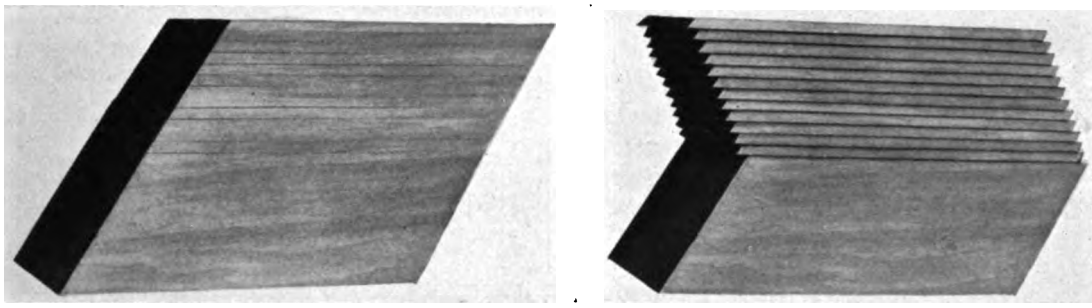
a b c d

Abb. 3. Translation im Einzelkristall, Blick senkrecht zur Bandfläche. a) Zink, b) Kadmium, c) Zinn, d) Wismut.

Bei der Spaltung nach Kristallflächen, der Translation und der mechanischen Zwillingsbildung äußert sich somit in sehr auffälliger Weise die durch den Gitterbau bedingte Anisotropie der Kristalle auch in mechanischer Hinsicht. Der Kristall wählt gewisser-

Digitized by Google

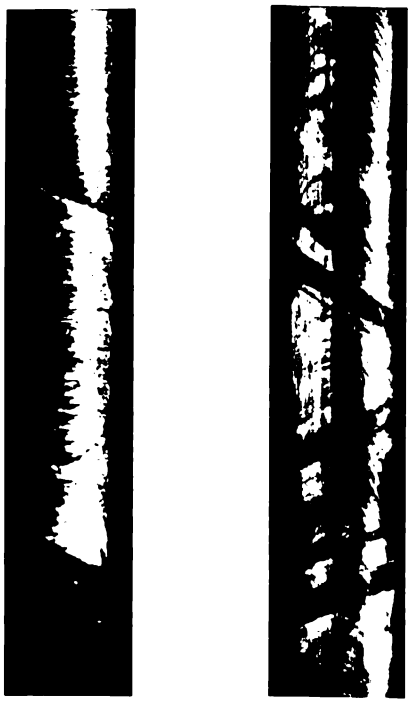
maßen aus dem angelegten Spannungsfeld nur jene Komponenten aus, die seinem Gitterbau angepaßt sind. Die an reinen Metallkristallen bisher festgestellten Spalttung stimmen zwar die verschiedenen Autoren überein, über die Translationsfläche besteht hingegen noch keine Einhelligkeit.



a b

Abb. 4. Schema der mechanischen Zwillingsbildung (nach O. Mügge).
a) Ausgangskristall, b) Deformationszwilling.

flächen, Translations- und Schiebungselemente sind in den Zahlentafeln 1 und 2 zusammengestellt. Hierzu kommen noch die an verschiedenen α-Mischkristallen des Kupfers, des Aluminiums und des Zinks erhaltenen Ergebnisse bezüglich Translation, die sämtlich Übereinstimmung mit den reinen Metallen ergaben. β-Messing, das kubisch-raumzentriert kristallisiert, ergab nach Taylor und v. Göler und Sachs $T = (10\bar{1})$, $t = [111]$.



a b

Abb. 5. Zwillingsbildung im Einkristall.
a) Zink, b) Kadmium.

Aus Zahlentafel 1, die auch die dichtest belegten Gitterebenen und -richtungen enthält, geht hervor, daß die Translationsfähigkeit bei den Metallkristallen in sehr auffälliger Weise mit der Belegungsdichte zusammenhängt. Die dichteste Gitterkante erweist sich stets als die beste Translationsrichtung, und auch die dichteste Netzebene ist in der Regel die beste Translationsfläche. Gewisse Unsicherheiten bestehen noch bei den raumzentrierten Kristallen; bezüglich der Translationsrich-

2. Bruchgefahr von Metallkristallen.

Außer den bisher geschilderten, rein kristallographischen Feststellungen haben die Untersuchungen an den Metallkristallen insbesonders auch eine Beantwortung der Frage nach der Bruchgefahr der Kristalle ermöglicht für den Fall des Bruches durch Zerreißen entlang einer glatten Reißfläche bzw. durch Einsetzen von Translation. Der Weg, der zur Untersuchung der Bruchgefahr von Metallkristallen beschritten wurde, bestand darin, daß Kristalle mit verschiedener Orientierung der Reißfläche bzw. der Translationselemente zur Längsrichtung Zugversuchen unterworfen und sodann die beobachteten Werte von Zerreißfestigkeit bzw. Streckgrenze in Beziehung zur Lage des Kristallgitters gebracht wurden.

a) Zerreißen entlang kristallographischer Spaltebenen.

In Abb. 6 ist der Querschnitt eines kreiszylindrischen Kristalls vom Querschnitt 1 dargestellt. Die senkrecht zur Zeichenfläche unter dem Winkel χ zur Längsrichtung stehende Reißfläche ist durch die Strecke AB gegeben.

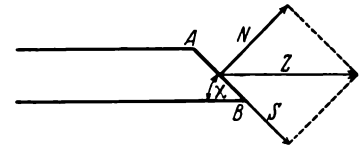


Abb. 6. Komponentenzerlegung der Zugspannung.

Die im Augenblick des Zerreißens herrschende Zugspannung Z wird in bezug auf die Reißfläche in eine Normalspannung N und eine Schubspannung S zerlegt. Wie man sich leicht überzeugt, erhält man dafür die Ausdrücke

$$N = Z \cdot \sin^2\chi \quad \ldots\ldots\ldots (1)$$
$$S = Z \cdot \sin\chi \cos\chi \quad \ldots\ldots\ldots (2)$$

Die Ergebnisse der bisherigen Versuche an Metallkristallen kann man nun dahin zusammenfassen, daß das Zerreißen stets dann eintritt, wenn ein für das Metall und die betreffende Kristallfläche charakteristischer Wert der Normalspannung senkrecht zur Spaltfläche erreicht wird. Die Zerreißfestigkeit selbst ist von der Lage der Spaltfläche zur Zugrichtung abhängig und ändert sich innerhalb weiter Grenzen. Eine anschau-

Digitized by Google

Zahlentafel 1. Spaltung und Translation von Metallkristallen.

Metall	Kristallsystem	Spaltflächen	Translationsebenen (T)	Translationsrichtungen (t)	Dichtest belegte Gitterebene	Dichtest belegte Gitterrichtung	Beobachter
Kupfer Silber Gold Aluminium	regulär-flächenzentriert		(111)	[101]	(111)	[101]	Mügge, Ewing, Rosenhain, Elam Taylor, Elam, Gough
Wolfram	regulär raumzentriert	(100)	(112)				Goucher
			(101)		(110)	[111]	Schmidt
α-Eisen		(100)	—	[111]			Taylor und Elam Gough
			(101), (11$\bar{2}$), (123)				
Zink	hexagonal	(0001)	(0001)	[10$\bar{1}$0]	1. (0001) 2. (10$\bar{1}$0)	[10$\bar{1}$0]	Mark, Polanyi Schmid
		(10$\bar{1}$0)					
Kadmium			(0001)	[10$\bar{1}$0]			Schmid und Sutter
Zinn	tetragonal			[001]	1. (100)	1. [001]	
			(100)	[011]	2. (110)	2. [100]	Mark und Polanyi
			(110)	[111]		3. [111]	
						4. [011]	
Antimon Wismut	rhomboedr.	(111) 1. (111) 2. (111)	(111)	[101]	(111)	[101]	Polanyi, Schmid Georgieff
Tellur	rhomboedr.	(10$\bar{1}$0)	(10$\bar{1}$0)	[10$\bar{1}$0]	(100 1)	[1001]	Schmid und Wassermann

Zahlentafel 2. Schiebungselemente von Metallkristallen.

Metall	Gitterart	Gleitfläche K_1	2. Kreisschnittsebene K_2	Größe der Schiebung S	Beobachter
Cu α-Messing	regulär-flächenzentriert	(111)			Phillips
α-Fe	regulär-raumzentriert	(112)	(112)	0,7072	Mügge
Sn	tetragonal	(331)	(111)	0,1197	Mügge
As	rhomboedrisch	(011) ?	(100)	0,2562	Mügge
Sb		(011)	(100)	0,1463	
Bi		(011)	(100)	0,1176	
Zn	hexagonal, dichteste Kugelpackung	(1012)	(1012)	0,1428	Mathewson und Phillips, Schmid und Wassermann
Be Mg Cd		(1012)			Mathewson u. Phillips

liche Vorstellung ihrer Orientierungsabhängigkeit gewinnt man mit Hilfe räumlicher Modelle (Festigkeitskörper), wie sie beispielsweise für die Zerreißfestigkeit von Zinkkristallen bei —185° C und von Tellurkristallen in den Abb. 7 und 8 wiedergegeben sind[1]. Eine Zusammenstellung der wenigen bisher bekannten Grenznormalspannungen ist in Zahlentafel 3 enthalten.

Am Steinsalz war dieses Gesetz der Konstanz der kritischen Normalspannungen schon vor etwa 60 Jahren von Sohncke aufgefunden worden. Voigt glaubte indes seine Unrichtigkeit durch Beobachtungen über den Einfluß der Orientierung der Seitenflächen auf die Zerreißfestigkeit von Steinsalzprismen nachgewiesen zu haben, und so war der Sohnckesche Befund wieder völlig in Vergessenheit geraten.

[1] Diese und auch die weiteren Modellkörper sind so zu verstehen, daß die untersuchte Eigenschaft (hier die Zerreißfestigkeit) gegeben ist durch die Länge des Radiusvektors vom Mittelpunkt des Körpers bis zur Oberfläche für eine Richtung, die durch die Richtung des Radiusvektors zu den Kristallachsen gegeben ist.

b) Plastische Dehnung durch Translation.

Die Untersuchung der Streckgrenze von Kristallen mit verschiedener Lage der Translationselemente zur Zugrichtung ergab in den zahlreichen bereits untersuchten Fällen, daß hier der Wert der Schubkomponente in der Translationsfläche und -richtung maßgebend ist. Diese Schubspannung ist durch die Gleichung (2) gegeben, in der Z nun die Streckgrenze und χ den Winkel zwischen Zugrichtung und Translationsfläche bedeuten[1]. Unabhängig von der gleichzeitig auf die Translationsfläche wirkenden Normalspannung (sie schwankte in den Versuchen wie 50 : 1) tritt deutliche plastische Dehnung dann ein, wenn eine bestimmte kritische Grenzschubspannung in der Translationsfläche erreicht ist. Die Streckgrenze wird ebenso wie die Zerreißfestigkeit

[1] Die exakte Formel heißt hier: $S = Z \sin\chi \cos\lambda$, wobei λ der im allgemeinen mit χ nicht übereinstimmende Winkel zwischen Zugrichtung und Translationsrichtung ist. (Abweichung der Translationsrichtung von der großen Achse der Translationsellipse, Abb. 2).

Digitized by Google

eine Funktion der Richtung, in der man sie bestimmt. Die Abb. 9 und 10 zeigen diese Orientierungsabhängigkeit an zwei Beispielen von Fließgefahrkörpern, dem des Zinkkristalles für gewöhnliche Temperatur und dem

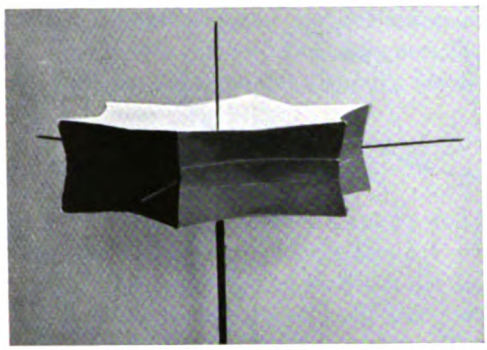


Abb. 7. Festigkeitskörper des Zinkkristalls für −185° C.

flächenzentrierter Kristalle. Insbesondere im Falle des Zinks zeigt sich, wie außerordentlich stark die Streckgrenze von der Orientierung beeinflußt wird. Die des festesten Kristalls beträgt hier das 8,1fache des für den schwächsten gültigen Wertes.

Zahlentafel 3.
Festigkeit verschiedener Metallkristalle.
(Nach E. Schmid und M. Georgieff, P. Rosbaud und G. Wassermann.)

Normalfestigkeit der Hauptspaltflächen.

Metall	Temperatur °C	Spaltfläche	Normalfestigkeit g/mm²
Zink	—185	(0001)	180
		$(10\bar{1}0)$	1820
Wismut	—80 bis 20	(111)	324
Tellur	20	$(10\bar{1}0)$	431

Schubfestigkeit der Haupttranslationssysteme.

Zink-Kadmium Mischkristalle			Zink-Kristalle mit Einlagerungen von Zink-Zinn-Eutektikum		Wismut-Kristalle	
Kadmium %	Temperatur °C	Schubfestigkeit der Basis in g/mm² (in d. [1010]-Richtung)	Zinn %	Schubfestigkeit der Basis in g/mm² (in d. [1010]-Richtung) bei 20° C	Temperatur °C	Schubfestigkeit der Basis in g/mm² (in der [110]-Richtung)
0,03	—185	126	0	94	—80	<625
0,03	20	94	0,1	244	20	221
0,13		274	0,5	313	100	168
0,53		815	1,0	322	150	131
1,03		1186	1,5	373	200	101
			2,0	355	250	103

Eine Zusammenstellung der für die Plastizität der Metallkristalle charakteristischen Werte der kritischen Grenzschubspannungen der Haupttranslationssysteme findet sich ebenfalls in Zahlentafel 3. Hierzu kommen noch die kürzlich von Sachs gemeinsam mit Karnop und Masima ermittelten Werte der kritischen Schubspannung der (111)-Fläche (in der [101]-Richtung) von 9300 g/mm² für veredelte Aluminium-Kupfer-Kristalle (5% Cu) und von 1440 g/mm² für α-Messingkristalle (72% Cu).

Bei dieser Sachlage könnte man daran denken, auf mechanischem Wege eine Bestimmung der noch strittigen Translationsfläche raumzentrierter Kristalle zu versuchen. Es ist ja anzunehmen, daß die Art der Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze dieser Kristalle eine verschiedene ist, je nach der wirkenden Translationsfläche. Rechnet man sich nun unter den Annahmen

T	t
1. $(10\bar{1})$	[111]
2. $(11\bar{2})$	
3. banal	

die Fließgefahrkörper aus, so erhält man die in der Abb. 11 wiedergegebenen Schnitte mit der Würfel- und Rhombendodekaederfläche. Die zufolge der verschiedenen Wahl der Translationsfläche zutage tretenden Unterschiede sind deutlich erkennbar; sie betragen bis zu 17% und

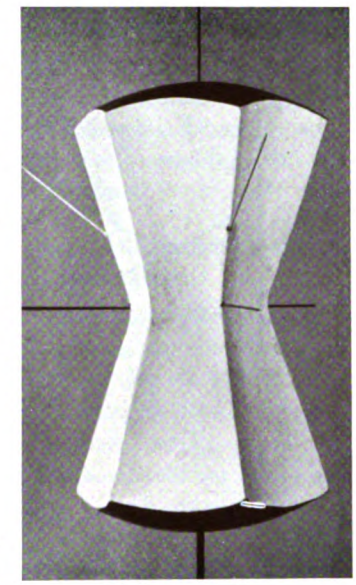


Abb. 8. Festigkeitskörper des Tellurkristalles (nach E. Sch. und G. Wassermann).

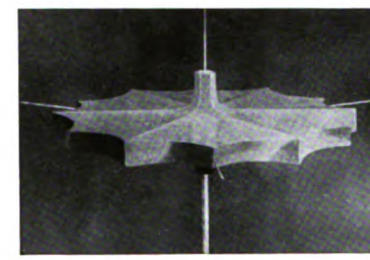


Abb. 9. Fließgefahrkörper des Zinkkristalles.

lassen so erwarten, daß man durch eine exakte experimentelle Bestimmung der Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze raumzentrierter Kristalle und Vergleich mit den hier unter verschiedenen Annahmen berechneten, eine Entscheidung über die Translationsfläche gewinnen könnte.

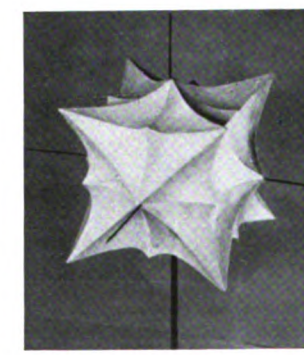


Abb. 10. Fließgefahrkörper kubisch-flächenzentrierter Kristalle.

Völlig abweichend von der hier gegebenen Darstellung hat v. Mises kürzlich versucht, mit Hilfe einer allgemeinen quadratischen Funktion der 6 Spannungsgrößen (Normalspannungen und Schubspannungen) zu einer Fließbedingung der Kristalle zu gelangen. Es würde jedoch zu weit führen, des näheren darauf einzugehen. Hervorgehoben sei hier nur noch, daß es Sachs kürzlich gelungen ist, unter Annahme des Gesetzes von

Digitized by Google

der Konstanz der Grenzschubspannung im Translationssystem den experimentell beobachteten Unterschied in der Torsions- und Zugelastizitätsgrenze regulärer, vielkristalliner Metalle zu begründen.

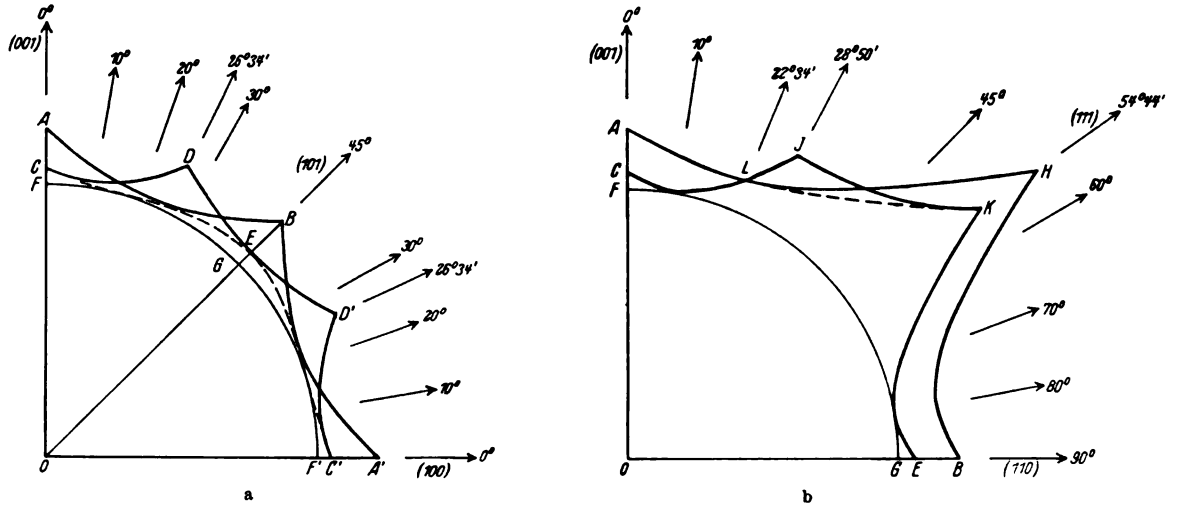


Abb. 11. Fließgefahrkörper regulär raumzentrierter Kristalle.
a) Schnitt mit einer Würfelfläche. b) Schnitt mit einer Rhombendodekaederfläche.

3. Schubverfestigung bei Translation.

An die Feststellung, daß der Beginn der deutlichen Abgleitung an die Erreichung einer bestimmten, kritischen Schubspannung im Translationssystem gebunden ist, schließt sich sofort die weitere Frage an, ob die Schubfestigkeit der Translationsfläche nun während der Dehnung konstant bleibt oder sich verändert. In besonders klarer Weise kann hierauf mit Hilfe der Abb. 12 und 13 eine Antwort gegeben werden. Abb. 12 stellt zunächst für den Fall einer einzigen Translationsfläche eine Schar berechneter Dehnungskurven dar, wie sie sich unter der Annahme konstant bleibender Schubfestigkeit für verschiedene Ausgangslagen der Translationsfläche ergeben würden. In allen Kurven sinkt die Last mit zunehmender Dehnung ab. Die Stärke dieser Lastabnahme hängt, wie Abb. 12 zeigt, in sehr ausgeprägtem Maß von der Ausgangslage der Translationsfläche ab. Je querer diese liegt, um so stärker sinkt die Last mit zunehmender Dehnung. In Abb. 13 sind diesen theoretischen Kurven experimentelle Kurven gegenübergestellt, die an Zinkkristallen verschiedener Orientierung in einem Schopperschen Festigkeitsprüfer erhalten worden sind. Aus dem (besonders bei sehr schräger Ausgangslage sehr starken) Lastanstieg während der Dehnung (auch die einen anfänglichen Lastabfall aufweisenden Kurven zeigten bei weiterer Dehnung der Kristalle wieder einen Anstieg der Last) folgt, daß die Schubfestigkeit der Translationsfläche keineswegs konstant bleibt, sondern eine erhebliche Erhöhung erfährt. Der Zinkkristall weist also eine deutliche „Schubverfestigung" während der plastischen Dehnung durch Translation auf, worauf Polanyi als erster hingewiesen hat. Die in Abb. 13 dargestellte Kurvenschar zeigt weiterhin aber auch, daß diese Verfestigung doch weitgehend kristallographisch gesetzmäßig erfolgen muß. Die Steilheit der Kurven nimmt einsinnig mit zunehmendem Stellungswinkel der Translationsfläche ab. Wie eine Transformation der Koordinaten der üblichen Darstellung der Dehnungskurve (Last /mm² Ausgangsquerschnitt und Dehnung) auf dem Mechanismus der Translation besser entsprechende, kristallographische Koordinaten (Schubspannung in der Translationsfläche und Abgleitung) lehrt, ist das ganze Spektrum der zu verschiedenen Orientierungen gehörigen, üblichen Dehnungskurven durch eine einzige Kurve darstellbar. Diese „Verfestigungskurve", die die Schubfestigkeit (S) der Translationsfläche als Funktion der Abgleitung (a) darstellt, verläuft für Zinkkristalle mit guter Näherung linear und ist somit durch einen Ausdruck von der Form $S = S_0 + k \cdot a$ darstellbar, worin S_0 die Schubfestigkeit im Ausgangszustand

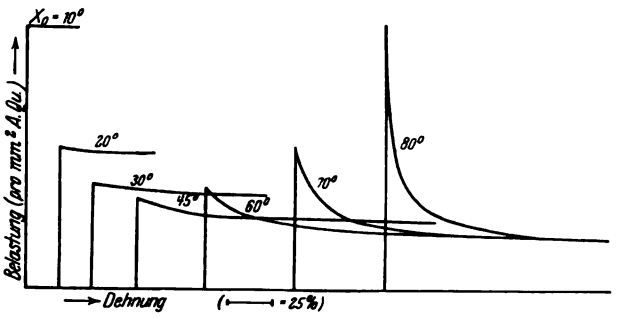


Abb. 12. Theoretische Dehnungskurven von Einkristallen. Berechnet unter der Annahme konstant bleibender Schubfestigkeit der Translationsfläche.

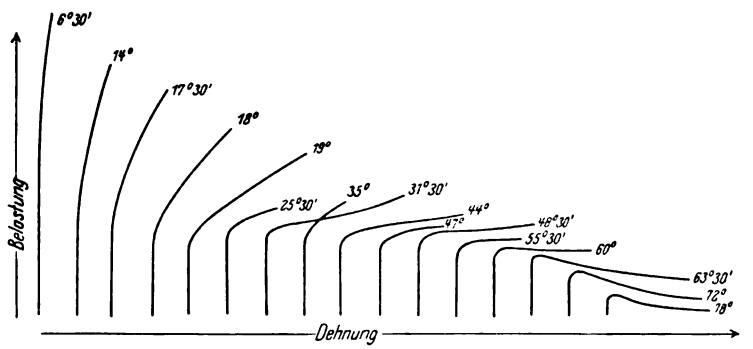


Abb. 13. Dehnungskurven von Zinkkristallen (nach P. Rosbaud und E. Sch.). Die Stellungswinkel der Basistranslationsfläche sind bei den einzelnen Kurven angeschrieben.

Digitized by Google

und k eine Konstante (von der Dimension einer Spannung) bedeutet[1]. Mit Hilfe dieses Ausdruckes läßt sich in einfacher Weise die Gleichung der Schar der orientierungsabhängigen üblichen Dehnungskurven gewinnen, welche als Parameter die Ausgangsstellungswinkel χ_0 und λ_0 von Translationsfläche und -richtung enthält. Es ergibt sich für die auf den Ausgangsquerschnitt bezogene Last (Q) als Funktion der Dehnung (d) der Ausdruck

$$Q = \frac{d}{\sin^2 \chi_0} \left(k + \frac{S_0 \sin \chi_0 - k \cos \lambda_0}{\sqrt{d^2 - \sin^2 \lambda_0}} \right).$$

Ein ähnliches Ergebnis erhielten Karnop und Sachs auch an Aluminiumkristallen. Auch hier ist die Dehnungskurve in sehr ausgeprägtem Maß von der Lage der Translationssysteme abhängig und auch hier beschreibt eine einzige Verfestigungskurve die Beobachtungen in befriedigender Weise. So wie die Zerreißfestigkeit und die Streckgrenze, verliert somit am Einzelkristall auch die Dehnungskurve ihre Bedeutung als charakteristische Materialfunktion. Während die beiden ersteren durch kritische Normal- und Schubspannungen der Hauptspaltflächen bzw. Translationssysteme zu ersetzen sind, tritt an die Stelle der Dehnungskurve die von der Orientierung unabhängige (in den Koordinaten Schubfestigkeit des wirkenden Translationssystems und Abgleitung gegebene) Verfestigungskurve.

Mit fortschreitender Dehnung erfährt aber nicht nur die Schubfestigkeit der wirkenden Translationsfläche eine stetige Erhöhung, auch die Schubfestigkeiten latenter Translationssysteme werden erhöht. Desgleichen steigen hierbei die kritischen Normalspannungen der Spaltflächen des Kristalls (Reißverfestigung). Durch Temperaturerhöhung oder auch durch Lagernlassen bei gewöhnlicher Temperatur können diese Erhöhungen der kritischen Grenzspannungen ohne Kornneubildung (Rekristallisation) wieder — bisweilen völlig — rückgängig gemacht werden, eine Erscheinung, die als Kristallerholung (Kristallvergütung) bezeichnet worden ist. Durch Wechselbeanspruchung erfolgt die Schub- und Reißverfestigung ungleichartig in dem Sinne, daß eine Erhöhung der Brüchigkeit des Kristalls eintritt. Mischkristallbildung und Einlagerung fremder Kristallarten sind von erheblichem Einfluß auf die kritischen Grenzspannungen. Alle diese Punkte, die zur Zeit in experimenteller Bearbeitung stehen, sollen hier aber nur angedeutet sein und zum Schluß sei nur noch ganz kurz das wenige aufgeführt, das wir heute über die Bedeutung des zweiten Mechanismus der plastischen Kristalldeformation, der mechanischen Zwillingsbildung, für die Deformierbarkeit der Kristalle wissen.

[1] Die Abgleitung ist dabei, worauf Sachs hinwies, auf die Einheitsdicke des Gleitschichtenpaketes und nicht, wie seinerzeit in einer gemeinsamen Arbeit mit Rosbaud, auf die Einheitslänge des Kristalls zu beziehen.

4. Bedeutung der mechanischen Zwillingsbildung für die plastische Kristalldeformation.

Hier handelt es sich vorläufig erst um mehr qualitative Aussagen über die Rolle, die die mechanische Zwillingsbildung für die Verformbarkeit und für die Verfestigung der Kristalle spielt. Für ein quantitaves Gesetz, welches analog jenen für das Zerreißen bzw. das Einsetzen von Translation, das Einsetzen von mechanischer Zwillingsbildung beherrscht, sind heute noch kaum Anhaltspunkte vorhanden.

Bereits eingangs war hervorgehoben worden, daß das Ausmaß der Deformation durch mechanische Zwillingsbildung an sich stets klein bleibt und wenige Prozente selten übersteigt. Und doch kommt auch diesem Dehnungsmechanismus, allerdings in indirekter Weise, große Bedeutung für die Plastizität der Kristalle zu. Durch die mit ihm einhergehende Umklappung des Gitters kann nämlich, was besonders bei Kristallen mit singulärer Translationsfläche eine große Rolle spielt, eine vorher ungünstig (unter kleinem Winkel) zur Deformationsrichtung liegende Translationsfläche in eine für ausgiebige Translation erheblich günstigere Lage gelangen. Die mechanische Zwillingsbildung kann so die Veranlassung zu einer weiteren, sehr erheblichen plastischen Dehnung durch Translation werden, ein Fall, der in sehr ausgeprägtem Maß an Zink- und Kadmiumkristallen beobachtet wird.

Über die Bedeutung der mechanischen Zwillingsbildung für die Verfestigung läßt sich heute nur sagen, daß sie allem Anschein nach mit einer erheblichen (bei Zinkkristallen etwa 100% betragenden) unstetigen Erhöhung der Schubfestigkeit der Translationssysteme verknüpft zu sein scheint. Es ist zu hoffen, daß im Gang befindliche Untersuchungen auch über diese, sowohl vom praktischen wie theoretischen Standpunkt interessante Frage weitere Klarheit bringen werden.

Über die Dehnung von Kadmiumkristallen.

Von **W. Boas** und **E. Schmid**[1].

Die Mechanismen der plastischen Deformation von Metallkristallen sind durch eine große Zahl von Arbeiten in den letzten Jahren sichergestellt worden. Stets haben sich auch hier, wo die Deformation bisweilen außerordentlich hohe Beträge erreicht, die beiden in der Kristallographie seit über 50 Jahren bekannten Deformationsvorgänge, Translation und mechanische Zwillingsbildung als wirksam erwiesen. Die Spaltung nach ebenen Kristallflächen tritt zu diesen beiden, den Zusammenhang des Versuchskörpers wahrenden Deformationsarten bei einigen Metallkristallen als ein weiterer Vorgang bei überelastischer Beanspruchung[1].

[1] Original: Z. Phys. Bd. 54, S. 16. 1929.

[1] Für neuere zusammenfassende Darstellungen vgl. z. B. M. Polanyi: Naturwissensch. Bd. 16, S. 285. 1928; C. H. Mathewson: Ann. Lecture, A. I. M. M. New York 1928; E. Schmid: Metallwirtsch. Bd. 7, S. 1011. 1928. Noch nicht völlig geklärt scheinen die Verhältnisse bei raumzentrierten Metall- und Legierungskristallen. G. J. Taylor und C. F.

Digitized by Google

In quantitativer Hinsicht hat sich ergeben, daß der Eintritt der plastischen Deformation der Kristalle, wenigstens soweit er Spaltung und Translation betrifft, durch kritische Grenzspannungen beschreibbar ist. Im Falle des spröden Zerreißens nach glatten Flächen erwies sich die Erreichung einer für die Reißfläche charakteristischen Normalspannung als maßgebend für den Bruch[1]. Das Einsetzen deutlicher Translation ist an das Auftreten einer bestimmten charakteristischen Schubspannung in Translationsfläche und -richtung gebunden[2]. Die Bedingung für das Auftreten mechanischer Zwillingsbildung ist zur Zeit noch unbekannt.

Die für die Plastizität der Kristalle wesentlichen Grenzspannungen erwiesen sich nun aber keineswegs als konstante, von der Vorgeschichte des Kristalls (Deformationszustand) unabhängige Größen. Sie werden vielmehr durch die plastische Deformation in weitestgehendem Maße Veränderungen unterworfen, die sich in der Regel als erhebliche Anstiege äußern und durch den technischen Ausdruck „Verfestigung" umfaßt werden[3]. Als wesentlich sei hervorgehoben, daß sich auch hierbei kristallographische Gesetzmäßigkeiten erkennen lassen[4].

Ebenso wie die experimentell beobachteten niedrigen Werte für die kritischen Grenzspannungen eine befriedigende gittertheoretische Erklärung heute noch nicht gefunden haben, sind auch die Änderungen dieser Größen quantitativ vorläufig noch nicht deutbar. Für eine einfache Beschreibung der Beobachtungen haben sie sich jedoch als so wertvoll erwiesen, daß wir von ihrem Standpunkt aus die sehr komplizierte Erscheinung der Kristallverfestigung zunächst kurz analysieren wollen.

A. Bedeutung der Translation.

Betrachten wir zunächst den Einfluß der Translation auf kritische Normalspannung (N_k) von Spaltflächen, kritische Schubspannung (S_k) von Translationssystemen und auf die Bedingung für das Einsetzen von mechanischer Zwillingsbildung. Zu unterscheiden ist dabei noch, ob die untersuchte Reiß- bzw. Translations- oder Zwillingsebene mit der wirkenden Translationsfläche (T) identisch ist oder nicht.

1. Reißfläche identisch mit T.

Zn-Kristalle zeigten bei —185° C keinen Anstieg von N_k der Basis (Dehnungen bis 130%)[1]. Wechselbeanspruchung (Torsion) bei Zimmertemperatur führt hingegen zu Reißverfestigung auf das Zwei- bis Dreifache[2]. Weitere Versuche liegen nicht vor. Von den reinen Metallen dürfte Bi ein geeignetes Versuchsmaterial darstellen.

2. Reißfläche verschieden von T.

N_k der Prismenfläche I. Art von Zn-Kristallen steigt durch Basistranslation bis auf das Vierfache[3]. Bi-Kristalle würden auch hier weiteres Material liefern.

3. Translationsfläche identisch mit T.

Der Anstieg von S_k erfolgt stetig mit zunehmender Translation. Für Zn, Al, Al-Cu-Mischkristalle, α-Messing und durch die vorliegenden Versuche auch für Cd ist der als Verfestigungskurve bezeichnete Zusammenhang zwischen S_k und der kristallographischen Abgleitung (a) bekannt[4]. Auch Wechselbeanspruchung (Al, Zn) bedingt zum mindesten anfänglich erhebliche Schubverfestigung[5]. Im weiteren Verlauf tritt dann bei Zn allerdings ein für die Ermüdung des Kristalls wesentliches Absinken der Schubfestigkeit des Translationssystems ein (Abb. 1).

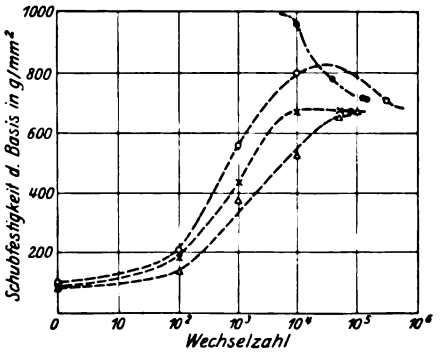


Abb. 1. Ermüdung von Zinkkristallen bei Wechseltorsion. Verdrillungsbereich 15°: — — — —, Verdrillungsbereich 20°: — • — • — • —.

4. Translationsfläche verschieden von T.

An Al-, Cu-, Ag- und Au-Kristallen erfolgt die Verfestigung einer latenten (111)-Fläche nahezu in gleichem Maße wie die der wirksamen. Der Unterschied liegt im Sinne einer stärkeren Verfestigung der latenten[6]. Bei Sn-Kristallen zeigt sich ein latentes Translationssystem erheblich stärker verfestigt als das kristallographisch gleichwertige wirksame[7]. Deutlich stärkere Verfestigung

---

Elam: Proc. Roy. Soc. Bd. 112, S. 337. 1926; G. J. Taylor: Ebenda Bd. 118, S. 1. 1928; H. Gough: Ebenda Bd. 118, S. 498. 1928.

[1] E. Schmid: Proc. int. Congr. appl. Mech. Delft 1924, S. 342; M. Georgieff und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 36, S. 759. 1926; G. Wassermann und E. Schmid: Ebenda Bd. 46, S. 653. 1928.

[2] E. Schmid: l. c.; P. Rosbaud und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 32, S. 197. 1925; M. Georgieff und E. Schmid: l. c.; E. Schmid: Z. Phys. Bd. 40, S. 54. 1926; R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 49, S. 480. 1928; M. Masima und G. Sachs: Ebenda Bd. 50, S. 161. 1928.

[3] Hierbei unterscheidet man nach M. Polanyi zweckmäßig zwischen der Zerreißfestigkeit (Normalspannung) treffenden „Reißverfestigung" und der „Schubverfestigung", die in einer Erhöhung der Schubfestigkeit des Translationssystems besteht. (Z. techn. Phys. Bd. 5, S. 580. 1924.)

[4] P. Rosbaud und E. Schmid: l. c.; R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116. 1927; E. Schmid: Ebenda Bd. 40, S. 54. 1926; C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. Bd. 115, S. 133. 1927; R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 49, S. 480. 1928; M. Masima und G. Sachs: l. c.

[1] E. Schmid: Delfter Vortrag.

[2] E. Schmid: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 69. 1928.

[3] E. Schmid: Delfter Vortrag und Z. Phys. Bd. 32, S. 918. 1925.

[4] Siehe nebenstehende Anm. 4.

[5] H. J. Gough, D. Hanson und S. J. Wright: Aeron. Res. Com. R. A. M. Nr. 1025. 1926; Phil. Trans. Roy. Soc. Bd. 226, S. 1. 1926; J. Inst. Met. Bd. 36, S. 173. 1926; E. Schmid: Z. Metallkunde, l. c.

[6] G. J. Taylor und C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. Bd. 102, S. 643. 1923; Bd. 108, S. 28. 1925; C. F. Elam: Ebenda Bd. 112, S. 289. 1926.

[7] M. Polanyi: Z. Krist. Bd. 61, S. 49. 1925; E. Schmid: Z. ang. Math. Mech. Bd. 5, S. 129. 1925; Z. Phys. Bd. 40, S. 54. 1926.

Digitized by Google

des latenten Systems wird auch bei Messing- und Aluminiumbronzekristallen beobachtet[1].

5. Zwillingsebene K_1 identisch mit T.

Beobachtungen liegen nicht vor. Material können nur Kristalle, bei denen T keine Symmetrieebene ist, liefern.

6. K_1 verschieden von T.

Mit zunehmender Abgleitung (a) erhebliche Erschwerung der mechanischen Zwillingsbildung. (Zn[2] und die vorliegenden Versuche an Cd.)

In der Regel bewirkt somit die Translation eine mechanische Verfestigung des Kristalls.

B. Bedeutung der mechanischen Zwillingsbildung.

Völlig analog hätten wir nun die Bedeutung der mechanischen Zwillingsbildung zu diskutieren. Experimentelle Beobachtungen liegen hier zur Zeit nur in geringstem Ausmaß vor. So wissen wir heute für Metallkristalle noch gar nichts über den Einfluß der mechanischen Zwillingsbildung auf N_k von Reißflächen; entsprechende Versuche dürften am Zn und Bi (Sb) durchführbar sein.

Über den Einfluß der mechanischen Zwillingsbildung auf S_k von Translationsflächen geben Versuche an Zn[3] und vor allem die vorliegenden an Cd-Kristallen Anhaltspunkte. S_k steigt dabei unstetig und sehr erheblich an. Dieser Anstieg scheint weiterhin eine Funktion der vorangegangenen Translation zu sein, derart, daß mit zunehmender Translation (also steigender primärer Verfestigung) die weitere durch Zwillingsbildung bedingte Verfestigung abnimmt.

Über den Einfluß der mechanischen Zwillingsbildung auf weitere Zwillingsbildung, also über die Frage, ob ein Deformationszwilling oder der Ausgangskristall fester gegen mechanische Zwillingsbildung ist, liegen heute noch kaum Anhaltspunkte vor. Hier dürfte vor allem maßgebend sein, ob die durch nochmalige Zwillingsbildung erzielbare plastische Deformation dem Sinne der angelegten Spannung gleich- oder entgegengerichtet ist. Ferner hat man hier zu unterscheiden zwischen Rückbildung eines Deformationszwillings und Ausbildung eines sekundären — vom Ursprungskristall verschiedenen — Zwillings. Nach der Angabe von Czochralski, daß es durch Rückbiegung von Zn-Blechen gelingt, vorher erzeugte Deformationszwillinge zum Verschwinden zu bringen, dürfte die Rückbildung in diesem Falle leichter vor sich gegangen sein als die weitere Verzwilligung des Mutterkristalls[4].

Jedenfalls haben, auch bezüglich der mechanischen Zwillingsbildung, alle quantitativen bisherigen Versuche erwiesen, daß dieser Deformationsvorgang mit einer Kristallverfestigung verknüpft ist.

Die Tatsache, daß diese Verfestigung mit zunehmender primärer Verfestigung durch vorangegangene Translation abnimmt, steht in auffälliger Parallele zu anderen Beobachtungen der Überlagerung zweier Verfestigungen, die durch verschiedene Ursachen entstanden sind. So zeigen Zn-Cd-Mischkristalle (die Löslichkeit für Cd reicht hier nur bis 1%), für die die Ausgangsschubfestigkeit mit zunehmendem Cd-Gehalt erheblich ansteigt, ein starkes Absinken der durch gleiche Translation bewirkten Schubverfestigung[1]. Dasselbe Verhalten zeigen durch Wechselbeanspruchung primär verfestigte Zn-Kristalle[2]. Das durch ein zweites Translationssystem abgelöste, primäre Translationssystem von α-Messingkristallen zeigt bei erneuter Betätigung nach der mit starker Verfestigung verbundenen Ruhezeit nur mehr sehr geringen Anstieg der Schubfestigkeit mit zunehmender Abgleitung. (Häufig wird sogar eine wenn auch schwache Schubentfestigung beobachtet[3]). Schließlich ist als hierher gehörig noch hervorzuheben, wofür bereits Beispiele an Zn vorliegen[4] und an Cd-Kristallen in dieser Arbeit erbracht werden, daß die Translation im (unstetig erheblich weiter verfestigten) Deformationszwilling unter konstanter oder nur wenig steigender Schubspannung vor sich geht. Die Begrenzung der Verfestigungsfähigkeit eines Kristalls tritt in allen diesen Fällen überaus deutlich in Erscheinung.

I. Beginn der Translation von Kadmiumkristallen.

Ausgangsmaterial für die Herstellung unserer Kadmiumkristalle bildete stets Cd-„Kahlbaum". Die Kristalle wurden nach dem Czochralskischen Ziehverfahren gewonnen; die Kühlung erfolgte mit CO_2. Die Ziehgeschwindigkeit mußte zu sehr kleinen Werten herabgemindert werden, um Kristalle mit annähernd quer zur Drahtachse liegender Basisfläche zu erhalten. Mit einer Geschwindigkeit von 20 cm/St. wurden Kristalle nur bis zu Neigungswinkeln (χ_0) der Basis zur Längsrichtung von etwa 45° erhalten; Verlangsamung des Ziehens bis auf 5 cm/St. lieferte Kristalle mit χ_0-Winkeln bis 79° und erst weitere Erniedrigung der Geschwindigkeit auf 1,5 cm/St. führte bis zur Querlage der Basis. Die angegebenen Werte geben somit auch einen Anhalt für die Orientierungsabhängigkeit der Kristallisationsgeschwindigkeit des Kadmiums. Auf eine weitere Bedeutung der Ziehgeschwindigkeit haben wir weiter unten noch einzugehen. Der Querschnitt der Drähte war mehr oder minder kreisförmig; sein Durchmesser lag zwischen 0,5 und 1 mm.

Die Translationselemente des Kadmiums sind dieselben wie die des Zinks. Die Basis stellt die Translationsfläche, die digonale Achse I. Art die Translationsrichtung dar. Abb. 2, die eine Drehkristallaufnahme eines weitgehend gedehnten, um die Translationsrichtung gedrehten Kristalls wiedergibt, bestätigt diesen Befund. Die aus dem Diagramm berechnete Identitätsperiode in der Translationsrichtung beträgt 3,05 Å gegenüber dem für die digonale Achse I. Art gültigen Wert von 2,98 Å. Die Verteilung der Interferenzen auf Äquator und erste

[1] C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. Bd. 115, S. 148. 1927; Bd. 116, S. 694. 1927; M. Masima und G. Sachs: l. c.

[2] E. Schmid und G. Wassermann: Z. Phys. Bd. 48, S. 370. 1928. Im folgenden als l. c. bezeichnet.

[3] E. Schmid und G. Wassermann: l. c.

[4] J. Czochralski: Moderne Metallkunde. Berlin: Springer 1924.

[1] P. Rosbaud und E. Schmid: l. c.

[2] E. Schmid: Z. Metallkunde, l. c.

[3] C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. Bd. 115, S. 148. 1927; M. Masima und G. Sachs: l. c.

[4] E. Schmid und G. Wassermann: l. c.

Digitized by Google

Schichtlinie stimmt lückenlos mit der für [1010] als Drehrichtung zu erwartenden überein[1].

Die Dehnungsversuche wurden ausschließlich mit einem Fadendehnungsapparat nach M. Polanyi ausgeführt[2]. Die genaue Querschnittsbestimmung der Kristalle erfolgte außer durch mikrometrische Messung auch noch durch Wägung der einzelnen Versuchsstücke. Die Senkungsgeschwindigkeit der Mikrometerschraube wurde bei allen Versuchen konstant gehalten und betrug 0,0020 mm/sek. (Motorantrieb). Größte Sorgfalt wurde auf schonende Einspannung der Drähte gelegt. Zur Bestimmung der frei dehnbaren Ausgangslänge (l_0) wurde von der gemessenen Klemmenentfernung (L_0) die Strecke Δl_0 subtrahiert, welche der Blockierung der in den Klemmen festgehaltenen Translationsebenen entspricht (vgl. Abb. 3).

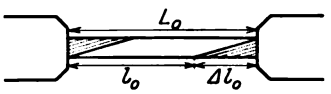


Abb. 3. Blockierung von Kristallteilen durch die Klemmbacken.

Die Bestimmung der Kristallorientierung erfolgte stets röntgenographisch, gegebenenfalls durch schiefe Aufnahmen, um die Basis zur Reflexion zu bringen. Die Genauigkeit der so erhaltenen Winkel beträgt $\pm 45'$. Daß durch die untersuchten Kristalle der mögliche Orientierungsbereich genügend dicht bedeckt ist, zeigt Abb. 4.

Der Beginn ausgiebiger Translation macht sich durch eine unvermittelte Abnahme des mit der Senkung der Mikrometerschraube einhergehenden Spannungsanstiegs bemerkbar. Häufig tritt sogar ein Absinken der Spannung (σ) mit zunehmender Dehnung (d) ein, wie es bei Fehlen erheblicher Verfestigung ja auch zu erwarten ist. Die Umrechnung der so erhaltenen Anfänge der Lastdehnungskurven auf die kristallographische Verfestigungskurve mit den Koordinaten Schubspannung (S) im Translationssystem und Abgleitung (a) zeigt indessen, daß bisweilen sogar die Schubspannung nach Beginn der Translation zunächst eine Abnahme aufweist (vgl. Abb. 5)[1].

Auch auf Grund von Fließversuchen könnte man auf eine anfängliche Entfestigung schließen. Abb. 6 zeigt einige an einem verschieden stark belasteten Kadmium-

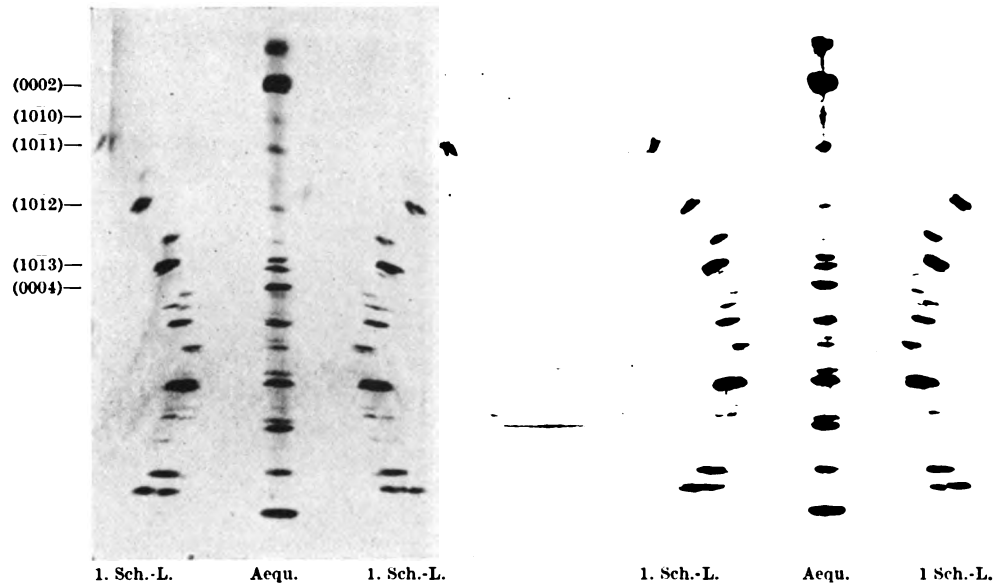


Abb. 2. Drehkristallaufnahme eines Kadmiumkristalls um die Translationsrichtung. Film parallel Strahl. Kupferstrahlung.

kristall erhaltene typische Fließkurven, die in Reihenfolge ihrer Aufnahme numeriert sind. Die Dehnung ist der Bauart des Polanyischen Apparates entsprechend dabei durch die Abnahme der Spannung (mit der sie ge-

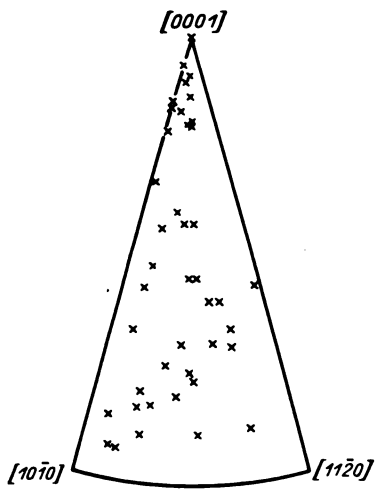


Abb. 4. Orientierung der untersuchten Cd-Kristalle.

[1] Auf den einzigen Fall, in dem sich andere Translationselemente betätigt haben, wird später hingewiesen.

[2] M. Polanyi: Z. techn. Phys. Bd. 6, S. 121. 1925.

[1] Die Bestimmung der Abgleitung (a) aus der Dehnung $\left(d = \frac{\text{Endlänge}}{\text{Anfangslänge}}\right)$ ist durch die Formel

$$a = \frac{1}{\sin \chi_0} \left(\sqrt{d^2 - \sin^2 \lambda_0} - \cos \lambda_0\right)$$

gegeben. (χ_0 = Winkel zwischen Drahtachse und Translationsfläche, λ_0 = Winkel zwischen Drahtachse und Translationsrichtung.) Als Näherung für sehr kleine Dehnungen, bei denen die Änderung der Stellungswinkel der Translationselemente noch zu vernachlässigen ist, ergibt sich $a = \frac{d-1}{\sin \chi_0 \cos \lambda_0}$. Aus dem gleichen Grunde ist hier auch $S = \sigma \sin\chi_0 \cos \lambda_0$ zu setzen.

Digitized by Google

koppelt ist) gegeben. Man sieht, wie bei Erreichung einer bestimmten Spannung die Fließgeschwindigkeit plötzlich einen sehr hohen Betrag annimmt (Kurve 3)

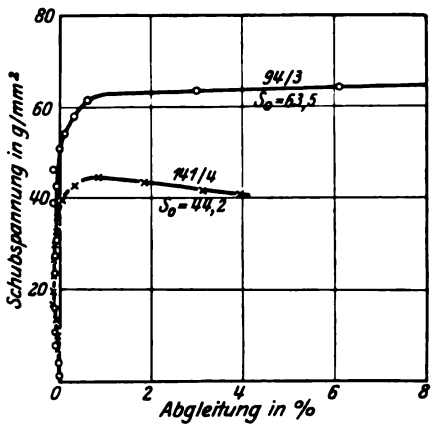


Abb. 5. Beginn der Dehnung von Cd-Kristallen mit sehr verschiedener Ausgangslage der Basis. (65,7° bei Kristall 141/4 und 11,2° bei Kristall 94/3.)

und der Kristall nun auch bei niedrigeren Spannungen erheblich rascher fließt als vorher (Kurve 3 durchschneidet Kurve 2).

Trotz dieser Befunde halten wir eine Entfestigung des Kristalls im Anfang der Translation nicht für erwiesen.

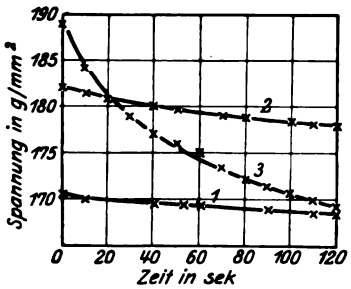


Abb. 6. Fließkurven eines Cd-Kristalls nach verschieden starker Beanspruchung. Eine Spannungsabnahme von 10 g/mm² entspricht hier einer Dehnung von 0,67%.

so erhaltenen Kurven ließ sich die Streckgrenze klar erkennen.

Tabelle 1.
Vergleich der aus Fließ- und Dehnungskurven ermittelten Streckgrenzen.

Kristall Nr.	Streckgrenze (g/mm²) aus Fließkurve	Dehnungskurve[1]
62	158	136
61	189	178
54	155	159
125	106	115
	114	
144	87	99
	83	

Über das Ausmaß der plastischen Deformation vor Erreichung der Streckgrenze können wir keine bündigen Angaben machen. Die entsprechenden, an den Kadmiumkristallen beobachteten Abgleitungen betrugen bis zu 4%.

Die Ergebnisse aller Versuche zur Ermittlung der Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze sind in Tabelle 2 und Abb. 8 dargestellt. Es ergibt sich eine völlige Bestätigung des bisher stets an Metallkristallen beobachteten Gesetzes, daß der

Abb. 7. Cd-Kristall. Beginn der Translation. $V = 12$.

Wie ja schon mehrmals hervorgehoben wurde und wie dies Abb. 7 an einem charakteristischen Beispiel zeigt, setzt die Dehnung mit Ausbildung einer lokalen Einschnürung ein, die sowohl ein Absinken der Schubspannung wie einen Anstieg der Fließgeschwindigkeit vortäuschen kann.

Sowie die Dehnungskurven durch plötzliche Abnahme des Spannungsanstiegs mit der Dehnung einen ganz bestimmten Spannungswert als bedeutsam erkennen lassen, weisen auch die Fließkurven auf einen ausgezeichneten Spannungswert hin. Die Fortsetzung des in Abb. 6 dargestellten Fließversuchs zeigt nämlich, daß es in der Regel nicht mehr gelingt, die Ausgangsspannung der Kurve 3 zu erreichen. Ihr Wert deckt sich, wie an mehreren Beispielen nachgewiesen wurde (vgl. Tabelle 1), mit der durch die Dehnungskurve nahegelegten Spannung, die wir — früheren Arbeiten entsprechend — als Streckgrenze des Kristalls bezeichnen. Ihre Bestimmung erfolgte im weiteren stets aus den Dehnungskurven, wobei als Abszisse jedoch statt der Dehnung die Abgleitung benutzt wurde, die sich von ihr in dem betrachteten Gebiet nur durch den orientierungsabhängigen Proportionalitätsfaktor $\sin \chi_0 \cdot \cos \lambda_0$ unterscheidet. An allen Beginn deutlicher Translation an die Erreichung einer bestimmten konstanten Schubspannung im Translationssystem gebunden ist.

Auf einen Punkt ist hier aber noch besonders hinzuweisen. Der Wert der kritischen Grenzspannung ist von den Herstellungsbedingungen des Kristalls in sehr erheblichem Maße abhängig. Je langsamer der Kristall aus der Schmelze gezogen wurde, um so niedriger ist die Schubfestigkeit seines Translationssystems. Sowohl in der Tabelle wie in der Abbildung sind dementsprechend die Kristalle in drei Gruppen geteilt, die den verschiedenen Ziehgeschwindigkeiten entsprechen. In jeder der Gruppen für sich gilt das Schubspannungsgesetz. Der Mittelwert der kritischen Schubspannung in der Basis in Richtung einer digonalen Achse I. Art beträgt für eine Ziehgeschwindigkeit von 20 cm/St. 58,4 ± 0,9 g/mm², für Ziehgeschwindigkeiten von 5 bis 10 cm/St. 39,7 ± 1,2 g/mm² und schließlich für die langsamste benutzte Ziehgeschwindigkeit von 1,5 cm/St. nur mehr 25,5 ± 2,2 g/mm². Dieser Wert stellt die niedrigste, an Metallkristallen bisher beobachtete Schubfestigkeit eines

[1] Die hier angegebenen Zahlen stellen das Mittel aus allen an demselben Kristall erhaltenen Einzelwerten dar.

Digitized by Google

Tabelle 2.
Streckgrenze von Cd-Kristallen bei Zimmertemperatur.

Kristall Nr.	Winkel zwischen Zugrichtung und Basisfläche (χ_0)	Exzentrizität der Translationsrichtung ($\varkappa_0$) [1]	$\sin\chi_0\cos\lambda_0$	Streckgrenze (σ_s) g/mm²	Schubspannung (S) in g/mm² Basisfläche	Normalspannung (N) in g/mm² Basisfläche
a) Ziehgeschwindigkeit 20 cm/St.						
115	4,6°	4,5°	0,0794	850	67,5	5,47
				800	63,5	5,13
16	7	7,4	0,120	440	52.7	6,51
				435	52,1	6,45
				381	45.6	5,65
99	7	15,9	0,116	430	49,8	6,38
				452	52.5	6,70
				428	49.6	6,33
				342	39.7	5,08
81	7,5	23,9	0,119	445	51,6	6,59
				485	57,4	8,25
				450	53,2	7,66
				495	58,5	8,42
89	9	2,3	0,154	405	62,3	9,9
				410	63,1	10,0
				330	50,8	8,1
				400	61,5	9,8
95	10,7	6,1	0,181	335	60,6	11,6
				323	58,4	11,1
94	11,2	8,5	0,188	377	70,6	14,4
				389	73,0	14,8
				338	63.5	12,8
93	12,9	12,5	0,212	245	51,8	12,2
47	13,6	6,2	0,227	235	53,4	12,9
				245	55,6	13,5
92	16,1	14,3	0,258	200	51,6	15,5
				207	53,4	16,0
15	20,1	22,2	0,299	249	74,1	29,4
				235	70,0	27,8
14	21,2	19,1	0,319	264	84,2	34,4
				222	70,9	29,0
54	21,3	13,1	0,329	164	54,0	21,6
				167	54,9	22,0
				160	52,6	21,1
				145	47,7	19,1
101	23	3,8	0,359	177	63,5	27,0
				203	72,9	31,0
				180	64,6	27,5
61	23,5	22,8	0,337	187	63,0	29,7
				189	63,6	30,1
				168	56,5	26,7
62	28,8	21,4	0,394	163	54,8	26,0
				127	50,0	29,5
				145	57.0	33,6
52	29	18,9	0,402	144	57,8	33,9
				128	51,4	30,0
				145	58,2	34,1
				143	57,4	33,6
				159	63,8	37,4
39	30,8	4,4	0,439	112	49,1	29,4
				118	51,7	31,0
				120	52,6	31,5
63	30,8	29,5	0,382	150	57,2	39,4
				152	58,1	39,9
				135	60,3	41,6
127	33,8	14,6	0,447	137	61,2	42,4
				138	61.6	42,6
				123	54.9	38,0
131	33,8	16,7	0,443	120	53,1	37,1
				137	60.6	42,4
102	35,2°	5,5°	0,468	130	60,9	43.2
				130	60,9	43.2
				130	60,9	43.2
				140	65,5	46.5
125	43,3	6,2	0,496	115	57,0	54.0
				115	57,0	54.0
126	44,8	16,3	0,479	115	55,1	57.0
				130	62,3	64.5
				135	64,7	67,0
	Mittelwert $\bar{S} = 58{,}4 \pm 0{,}90$ g/mm².					
b) Ziehgeschwindigkeit 5 bis 10 cm/St.						
153	4.9	3,25	0,085	580	49.3	4,24
				509	43.3	3,70
144	44,8	13,3	0,486	130	63.2	64.5
				100	48.6	49.6
				84	40,8	41.7
				84	40,8	41.7
142	47,3	10,3	0,489	78	38,1	42.3
				88	43.0	47,5
				83	40.6	44,7
				83	40,6	44.7
143	53,5	0,5	0,477	65	31,0	42,0
				74	35.3	47.9
				75	35.8	48.5
141	65,7	0	0,375	115	43,1	96
				85	31,9	71
				98	36,6	81
				118	44,2	98
				117	43.9	97
				104	39.0	86
150	67,7	16,0	0,336	96	32,2	82
				100	33,6	85
145	68	12,6	0,339	91	30.8	78
				135	45.8	116
				128	43,4	110
				93	31,6	80
148	68,6	15,6	0,351	102	35.8	88
				110	38,6	95
152	71,8	0	0,297	124	36,8	112
				127	37,7	115
147	72,4	0	0,289	135	39,1	122
				135	39,1	122
				131	37,9	119
155	74,8	14,6	0,245	175	42.8	163
				120	29,4	112
				118	28,9	110
154	78,5	9,6	0,192	195	37,4	187
				173	33,2	166
151	79,0	10,2	0,184	251	46.2	242
				200	36,8	193
				333	61,3	320
	Mittelwert $\bar{S} = 39{,}7 \pm 1{,}2$ g/mm².					
c) Ziehgeschwindigkeit 1,5 cm/St.						
160	15.2	15.6	0.244	150	36.6	10,3
				142	34,6	9,8
159	17,5	10,5	0,279	77	21.5	6,9
				99	27,6	8.9
				84	23,5	7.6
156	71	7,7	0,305	48	14,6	43
				78	23,8	70
157	83,3	0	0,115	200	23.0	197
				210	24,1	207
	Mittelwert $\bar{S} = 25{,}5 \pm 2{,}2$ g/mm².					

[1] Der Zusammenhang zwischen χ_0, $\varkappa_0$ und dem Winkel λ_0 zwischen Translationsrichtung und Zugrichtung ist durch die Gleichung $\cos\lambda_0 = \cos\chi_0 \cos\varkappa_0$ gegeben.

Digitized by Google

Translationssystems dar. Da man wohl annehmen wird, daß langsamere Kristallisation und Abkühlung zu ungestörterem Kristallbau führt, so zeigen diese Ergebnisse, daß auch mit großer Vorsicht aus der Schmelze erhaltene Kristalle noch mit Störungen durchsetzt sind, die sich in der Schubfestigkeit des besten Translationssystems in überaus deutlicher Weise bemerkbar machen (vgl. auch die weiter unten beschriebenen Temperversuche).

Die schrägste Ausgangslage der Basis, bei der wir noch Translation beobachteten, war 4,6°. Liegt die Basis noch schräger im Kristall, so tritt bei Belastung ohne vorherige Translation mechanische Zwillingsbildung auf. Dasselbe tritt ein, wenn die Einspannlänge

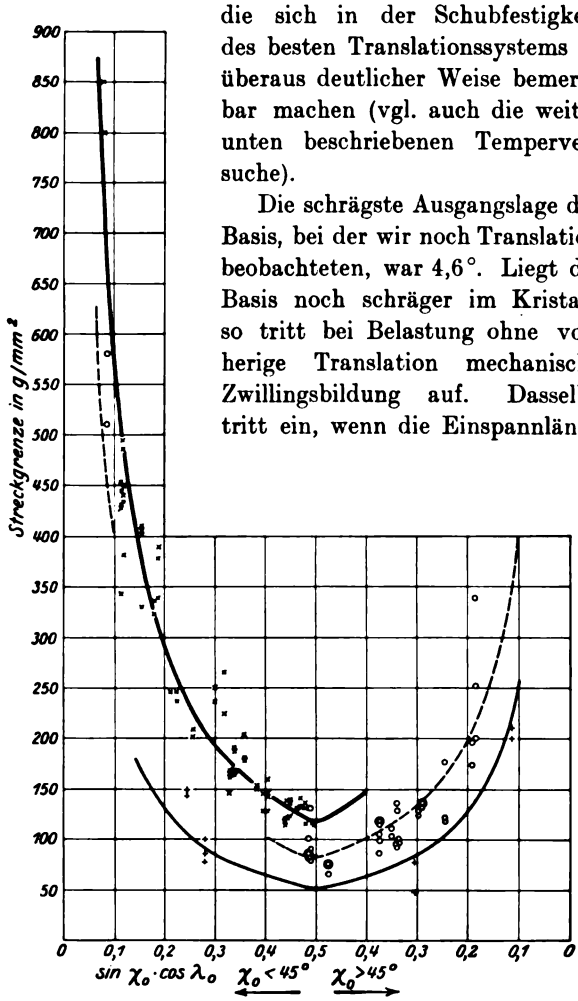


Abb. 8. Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze von Cd-Kristallen.
× Ziehgeschwindigkeit 20 cm/St.
○ „ 5 bis 10 cm/St.
\+ „ 1,5 cm/St.

eines „schräg orientierten" Kristalls kürzer ist als die durch die Klemmen blockierte Länge Δl_0 (s. Abb. 3). Ausführlicher auf die mechanische Zwillingsbildung wird in einem späteren Kapitel eingegangen.

Eine Basistranslation ist beim Zugversuch außer bei völlig längs liegender Basis auch noch bei Querlage derselben ausgeschlossen, da auch hier keine Schubkomponente in ihr auftritt. In diesem Falle ist aber auch eine mechanische Zwillingsbildung ausgeschlossen, da sie bei dieser Orientierung mit einer Verkürzung in der Zugrichtung verbunden ist. Ein mit der langsamsten Ziehgeschwindigkeit erhaltener Kristall, bei dem die Basis zwischen 88° und 90° mit der Längsrichtung einschließt, ergab in einem Falle ausgiebige Translation nach der Basis mit einer Streckgrenze von 594 g/mm². Ein anderes Stück desselben Kristalls blieb bis zu einer Spannung von 1640 g/mm² ohne jede plastische Deformation. Weitere Erhöhung der Spannung konnte mit unserem Dehnungsapparat nicht erfolgen. Ruckartig zwischen Zangen weiter gedehnt, ergab das Stück ungleichmäßige Dehnung von etwa 50%. An der Oberfläche bildeten sich drei tiefe Furchen aus; Spuren von Translationsstreifungen, die keinesfalls der querliegenden Basis zugehören, waren erkennbar. Die Reißstelle zeigt das in Abb. 9 dargestellte Aussehen, an dem Dreizähligkeit deutlich hervortritt. Ätzung ergab keinerlei Anhalt für mechanische Zwillingsbildung. Der Deformationsmechanismus scheint in diesem Falle somit in einer Translation nach Pyramidenflächen bestanden zu haben. Hervorheben möchten wir aber nochmals, daß mindestens bis zu Stellungswinkeln der Basis von 83° zur Zugrichtung die Basistranslation den Normalfall darstellt. Ebenso wie bei Zink ist auch bei Kadmium die Basis durch ein außerordentlich ausgeprägtes Minimum der Schubfestigkeit vor den übrigen Kristallflächen ausgezeichnet. Die Prisme I. Art, die als Translationsfläche bisher nicht beobachtet ist, besitzt in einer digonalen Achse I. Art mindestens den 5,5fachen Wert, wie sich aus der Orientierung des sehr schräg orientierten Kristalls Nr. 115 ergibt.

Abb. 9. Reißstelle eines Cd-Kristalls mit annähernder Querlage der Basis. $V = 40$.

Die oben beschriebene Tatsache, daß bei Verlangsamung der Ziehgeschwindigkeit (bei der Kristallherstellung) die Schubfestigkeit der Basis so außerordentlich stark sinkt, läßt vermuten, daß ähnliche Wirkungen auch durch nachträgliches Glühen der Kristalle erzielt werden können. Die kleinere Ziehgeschwindigkeit ist ja außer mit langsamerer Kristallisation auch mit einem längeren Verbleiben des Kristalls auf hohen Temperaturen verbunden. In der Tat konnte auch durch Temperung von Kristallen, die mit der größten von uns

Tabelle 3.
Streckgrenze von getemperten Cd-Kristallen.

Kristall Nr.	Ziehgeschwindigkeit	Temperung	Streckgrenze (g/mm²) vor der Temperung	Streckgrenze (g/mm²) nach der Temperung	Schubfestigkeit (S_s) der Basis nach der Temperung	Entfestigung %
141	5 bis 10 cm/St.	16 St. 275° C	106[1]	108	50,5	— 1,9
142				113	42,3	— 6,6
81			83	84	41,0	— 1,2
127			477	335	39,8	+29,8
52	20 cm/St.			427	50,6	+10,5
54			133	93	41,6	+30,1
94				93	41,8	+30,1
16			144	78	31,3	+45,8
				88	35,3	+38,9
		24 St. 275° C	159	75	24,6	+52,8
				76	25,0	+52,2
			368	171	32,1	+53,5
				168	31,6	+54,4
			419	138	16,6	+67,0
				187	22,4	+55,5

[1] Die in dieser Spalte angegebenen Zahlen stellen das Mittel aus allen an demselben Kristall erhaltenen Werten dar.

Digitized by Google

benutzten Geschwindigkeit gewonnen waren, ein sehr erheblicher Abfall der Schubfestigkeit der Basis (bis um 67%) erreicht werden. Eine Änderung der Kristallorientierung ist dabei in keinem Falle erfolgt, wie Röntgenaufnahmen der getemperten Kristalle beweisen. Tabelle 3 gibt die Ergebnisse der mechanischen Versuche wieder. Während die mit einer Geschwindigkeit von etwa 7 cm/St. hergestellten Kristalle nach der angewandten Glühung keinerlei Entfestigung zeigen, zeigt sich diese bei allen rascher gezogenen Kristallen. Ihr Ausmaß nimmt mit der Dauer der Glühung zu.

Ähnliche Beobachtungen über Glühwirkung sind von I. W. Obreimow und L. W. Schubnikoff auch an Steinsalzkristallen gemacht worden[1].

II. Verlauf der Translation.

Ebenso wie der Beginn der Translation erweist sich auch ihr weiterer Verlauf von der kristallographischen Orientierung der Kristalle maßgeblich beeinflußt. Die

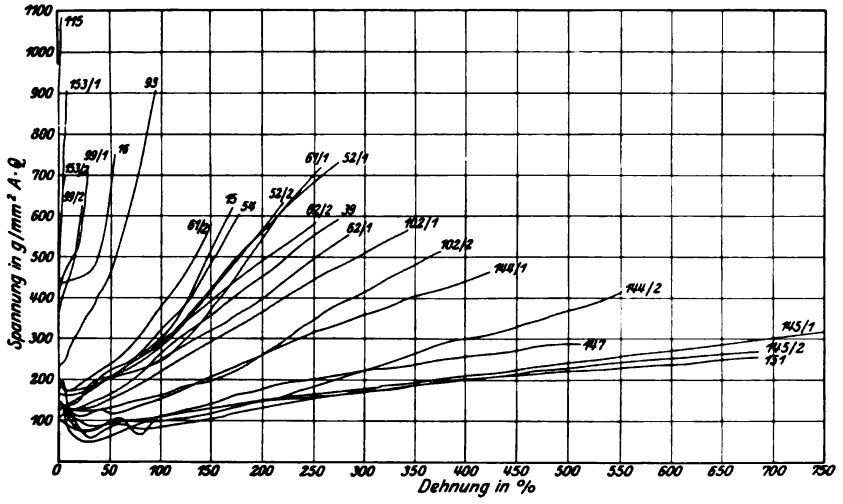


Abb. 10. Dehnungskurven von Cd-Kristallen. Die Kurven beziehen sich auf reine Basistranslation. Die Kristallnummer ist jeweils angegeben.

üblichen Dehnungskurven mit den Koordinaten Dehnung und Spannung pro Quadratmillimeter Ausgangsquerschnitt sind in völliger Analogie zu früheren Versuchen an Zink-, Aluminium- und Messingkristallen in

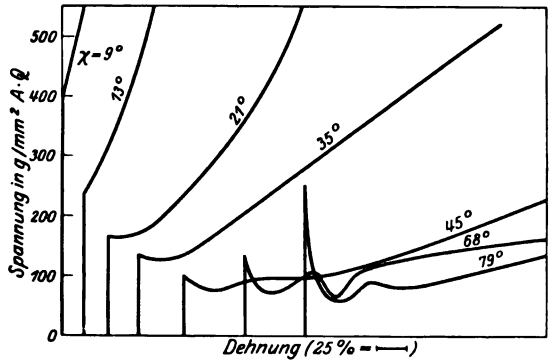


Abb. 11. Auswahl aus Abb. 10. Dehnungskurven der Kristalle 89, 93, 54, 102/1, 144/2, 145/1 und 151.

sehr starkem Maße von der Ausgangslage der Translationselemente abhängig. Abb. 10 stellt den Großteil der erhaltenen Kurven dar[1]; in Abb. 11 ist der besseren Übersicht halber eine Auswahl nebeneinander gezeichnet. Je kleiner der Neigungswinkel der Basis zur Zugrichtung ist, um so steiler verläuft die Kurve. Zufolge des ausgedehnten Orientierungsbereichs der untersuchten Kristalle ist die Spannungs-Dehnungsebene fast vollständig mit Kurven bedeckt. Alle Kurven beziehen sich auf reine Basistranslation; ihre Endpunkte sind durch das erstmalige Auftreten mechanischer Zwillingsbildung gegeben, die sich durch ein ruckartiges Absinken der Spannung zufolge der plötzlichen Dehnung bemerkbar macht.

Übergang auf die Verfestigungskurve mit den kristallographischen Koordinaten Abgleitung (a) und Schubspannung im Translationssystem (S) führt auch hier wie bei den oben erwähnten Kristallen das ganze Spektrum der Dehnungskurven mit gewisser Streuung auf eine einheitliche Form zurück („Verfestigungskurve", Abb. 12). Für Abgleitungsbeträge größer als 200% ist die Mittelkurve gut durch die Gerade $S = 50a$ dargestellt. Nach kleineren Abgleitungen hin verlaufen die Kurven erheblich flacher, in den ersten 100% sogar fast horizontal. Dies dürfte wohl durch die oben beschriebene Ungleichmäßigkeit der Dehnung zu Beginn der Translation (Einschnürung) bedingt sein. Desgleichen halten wir die Streuung der Verfestigungskurven zum mindesten zu einem großen Teil durch Ungleichmäßigkeit der Dehnung auch im weiteren Verlauf (Knotenbildung[2]) verursacht (Abb. 13).

Ein Einfluß der Ziehgeschwindigkeit auf die Verfestigungskurve läßt sich aus diesen Beobachtungen nicht mit Sicherheit erkennen. Allerdings liegen die Kreise, die sich auf Kristalle der zweiten (langsameren) Ziehgeschwindigkeitsgruppe beziehen, überwiegend an der unteren Grenze des Streubereichs und deuten so vielleicht doch auf eine geringere Schubverfestigung durch Translation bei diesen Kristallen hin.

III. Mechanische Zwillingsbildung.

Auf die Basistranslation folgt bei der Dehnung von Kadmiumkristallen, so wie dies auch bei Zink (und Zinn) beobachtet wird, mechanische Zwillingsbildung. Als Zwillingsebene ist von C. H. Mathewson und A. I. Phillips wie bei Zink die (10$\bar{1}$2)-Ebene bestimmt worden[3]. Eine vollständige experimentelle Bestimmung der Zwillingselemente steht noch aus. In Analogie mit der gemeinsam mit G. Wassermann durchgeführten Be-

[1] I. W. Obreimow und L. W. Schubnikoff: Z. Phys. Bd. 41, S. 907. 1927.

[1] Nicht eingetragen sind nur fünf Kurven, die sich auf sehr schräg orientierte Kristalle beziehen. Sie fallen mit gezeichneten Kurven fast völlig zusammen und würden die Unübersichtlichkeit der Figur nur noch weiter erhöht haben.

[2] Vgl. auch H. Mark, M. Polanyi und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 12, S. 58. 1922.

[3] C. H. Mathewson und A. I. Phillips: Amer. Inst. Min. Met. Eng., Techn. Publ. Nr. 53. 1928.

Digitized by Google

stimmung an Zink[1] wird man wohl auch hier die (10$\bar{1}$2)-Ebene als 2. Kreisschnittsebene und somit einen Betrag der Schiebung $s = 0{,}1750$ erwarten.

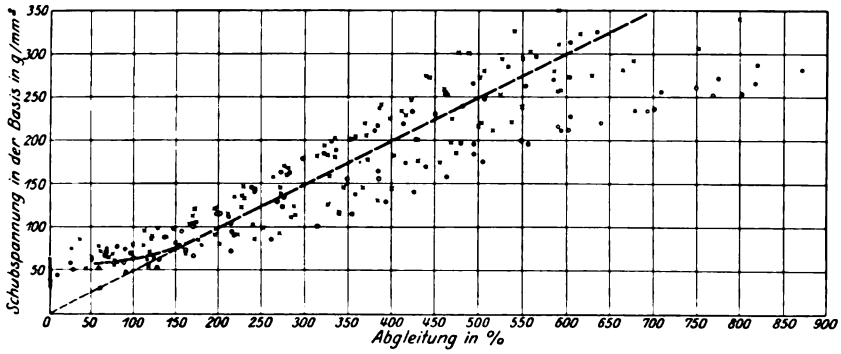


Abb. 12. Schubverfestigung bei der Dehnung von Cd-Kristallen.
× Ziehgeschwindigkeit 20 cm/St.,
○ „ 5 bis 10 cm/St.

Die Deformationszwillinge selbst sind in der Regel schmale, sehr häufig gar nicht das ganze Kristallband durchsetzende Streifen (Abb. 14). Meist treten mehrere, im Höchstfall vier, verschiedene Systeme solcher Zwillingsstreifen auf. Ihre Ausbildung erfolgt in einem größeren Bereich der Spannung derart, daß zunächst nur vereinzelt kleine Lamellen entstehen, bei einer bestimmten höheren, offenbar eine Stabilitätsgrenze darstellenden Spannung eine ausgeprägte Häufung von Verzwilligungen eintritt[2]. In den Dehnungskurven, in denen der Ausbildung jeder Zwillingslamelle ein unstetiges Absinken der Spannung entspricht, ist dieser Tatbestand deutlich wiedergegeben (Abb. 15).

Vergleicht man nun die der ausgiebigen Zwillingsbildung zugehörigen, auf den augenblicklichen Querschnitt bezogenen Spannungen miteinander, so findet man, daß sie keineswegs konstant sind. Je größer die vorangegangene Basistranslation ist, um so höher liegt die zur mechanischen Verzwilligung erforderliche Spannung. Am deutlichsten tritt die hier herrschende Gesetzmäßigkeit zutage, wenn man die vorangegangene Translation wieder durch die Abgleitung ausdrückt. Tabelle 4 und Abb. 16 zeigen die erhaltenen Ergebnisse[1]. In Erweiterung des für Beginn (und Verlauf) der Translation beobachteten Tatbestandes zeigt sich auch hier wieder ein Einfluß der Herstellungsbedingungen der Kristalle. Die für den Eintritt der Zwillingsbildung notwendige Spannung nach gleicher Abgleitung ist bei den langsamer gezogenen Kristallen deutlich kleiner.

Abb. 13. Gedehnter Cd-Kristall mit Knoten. $V = 12$.

Abb. 14. Gedehnter Cd-Kristall mit Deformationszwillingen. $V = 12$.

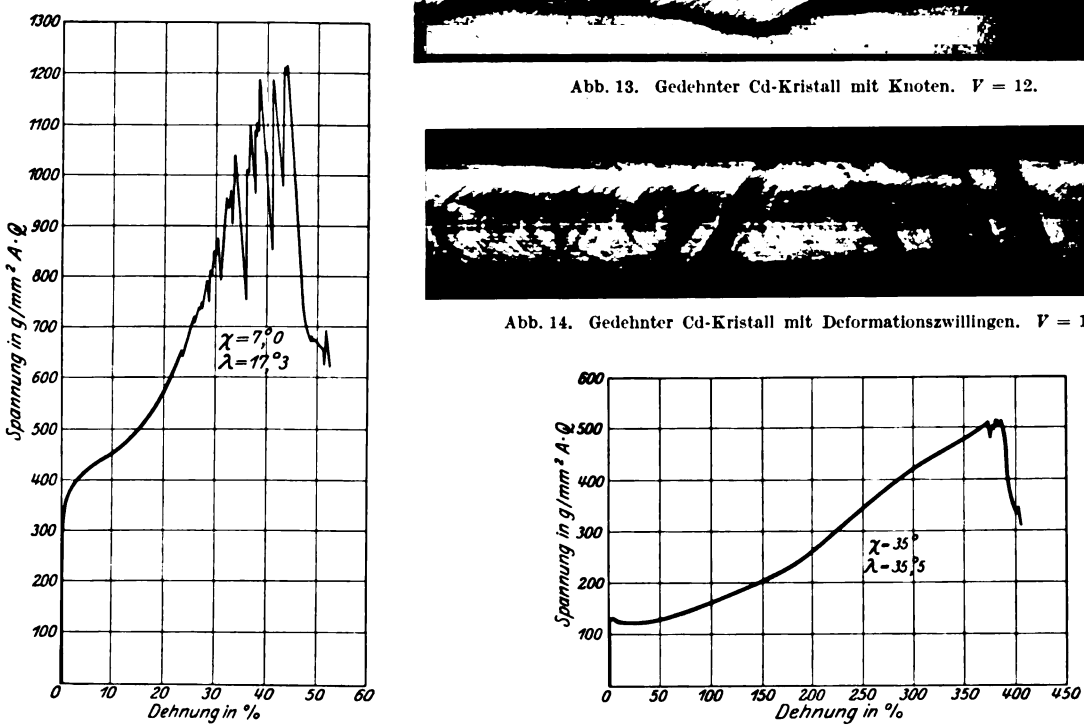


Abb. 15. Gesamtdehnungskurven von Cd-Kristallen. Die Ausbildung von Deformationszwillingen äußert sich in sprunghaftem Absinken der Spannung. a) Kristall 99 mit sehr schräg liegender Basis und geringer Translation. b) Kristall 102 mit unter 35° liegender Basisfläche und ausgiebiger Dehnung durch Translation. Das starke Absinken der Spannung am Ende der Kurve betrifft sekundäre Basistranslation in Zwillinglamellen.

Welcher Art das exakte Initialgesetz für die Ausbildung der Deformationszwillinge ist, kann man auf Grund dieser Beobachtungen noch nicht angeben. Die Gitterlage in den gedehnten Kristallen und in denen, die ohne vorherige Translation Verzwilligung geben, ist

[1] E. Schmid und G. Wassermann: l. c.

[2] Vgl. auch W. Voigt: Ann. d. Phys. Bd. 60, S. 638. 1919.

[1] Zuweilen traten im Verlauf der Dehnung eines Kristalls mehrere, bis zu drei, Häufungsstellen von Zwillingsbildung auf. Die entsprechenden Punkte sind dann in der Figur durch gestrichelte Linien verbunden.

Digitized by Google

Tabelle 4.
Mechanische Zwillingsbildung von Cd-Kristallen.

a) Ziehgeschwindigkeit 20 cm/St.

Kristall Nr.	Spannung bei Zwillingsbildung $\sigma_{Zw.}$ (g/mm²)	Dehnung %	Effektive Spannung bei Zwillingsbildung $\sigma_{eff.\,Zw.}$ (g/mm²)	Abgleitung %	Endwinkel der Translationselemente χ_e	λ_e	$\frac{\sigma_{max}}{\sigma_{Zw.}}$ [1]
35/1	1260	0	1260	0			1,28
35/2	855	0	855	0			1,81
35/3	781	0	781	0	3,2°	10,4°	—
35/4	887	0	887	0			>1,21
	1070	0	1070	0			
35/5	953	0	953	0			—
115/4	1560	0	1560	0	4,6	6,4	—
115/2	1207	2,5	1240	32	4,5	6,3	—
99/1	844	4,0	875	33	6,8	16,7	>1,33
	970	4,6	1010	58	6,7	16,5	
	1042	4,9	1090	74	6,7	16,5	
115/3	1170	3,8	1210	48	4,4	6,2	>1,08
115/1	1740	8,0	1880	113	4,3	6,1	1,04
81	774	15	890	124	6,5	21,7	>1,05
	809	17,5	950	145	6,4	21,1	
47	915	44	1320	192	9,4	10,4	>1,47
89	1081	32,5	1430	206	6,8	7,1	1,15
99/3	875	30	1140	238	5,4	13,3	1,39
	1040	33	1380	261	5,3	12,9	
99/2	935	33,5	1250	268	5,2	12,8	1,22
	1065	36	1450	283	5,1	12,7	
	1140	38	1570	299	5,1	12,5	
61/2	602	155	1530	414	9,0	12,1	1,08
	650	158	1680	425			
16	824	56	1285	468	4,5	6,5	0,94
52/2	632	220	2020	477	8,8	10,1	0,83
93	1158	112	2460	515	6,1	8,6	1,13
54	630	183	1780	520	7,4	8,6	1,07
	672	185	1920	525	7,3	8,6	
62/2	588	257	2100	540	8,3	10,8	1,07
	621	265	2270	552	8,1	10,5	
15	763	193	2240	587	6,8	9,8	1,04
	778	194	2280	590	6,7	9,8	
102/1	573	345	2540	624	7,5	7,6	0,69
62/1	603	309	2470	642	7,2	9,5	1,06
39	677	323	2860	648	6,9	7,0	0,83
52/1	790	303	3180	652	6,9	8,0	0,92
102/2	511	374	2420	677	7,0	7,1	1,01
	517	381	2480	685	6.9	7,0	
61/1	860	305	3480	800	5,8	7,6	0,91

b) Ziehgeschwindigkeit 5 bis 10 cm/St.

153	1010	9,0	1100	105	4,5	5,4	>1,15
147	288	521	1790	611	8,8	8,8	0,89
144/1	501	470	2860	705	7,1	7,3	0,97
151	259	709	2100	795	7,0	7,0	1,00
145/2	274	687	2160	802	6,8	6,8	0,85
144/2	408	554	2670	825	6,2	6.3	1,02
145/1	306	762	2640	882	6,2	6,2	0.60

nämlich, wie die in die Tabelle 4 aufgenommenen Winkel (χ_e und λ_e) von Basis und Translationsrichtung zur Drahtachse zeigen, in allen Fällen zu ähnlich. Jedenfalls geht aus der Tatsache, daß im weitaus größten Teile der möglichen Gitterlagen von Kadmiumkristallen der primäre Vorgang der Dehnung die Translation ist, hervor, daß die zur Einleitung der Zwillingsbildung erforderlichen Kräfte bei weitem die zur Ausbildung von Translation nötigen übersteigen.

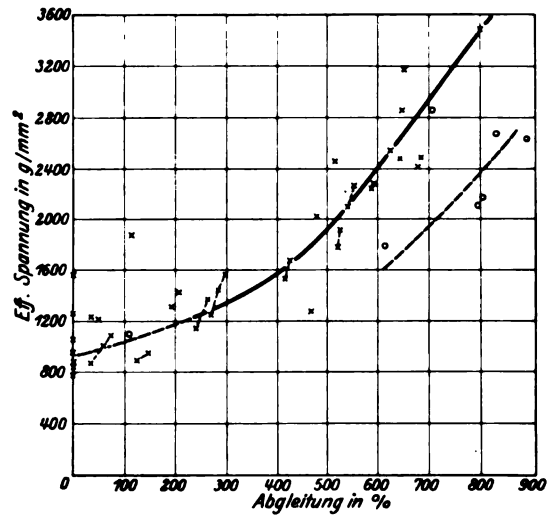


Abb. 16. Erschwerung der mechanischen Zwillingsbildung von Cd-Kristallen durch vorangegangene Basistranslation. Grenzkurve der mechanischen Zwillingsbildung.
× Ziehgeschwindigkeit 20 cm/St.,
○ „ 5 bis 10 cm/St.

Völlig analog wie bei den gedehnten Zinkkristallen tritt auch bei Kadmiumkristallen bei weiterer Beanspruchung Translation nach der Basis in den Zwillingsstreifen auf (Nachdehnung). Zufolge der an Kadmium nur schmalen Deformationszwillinge erreicht diese Dehnung durch sekundäre Translation hier meist nur sehr geringe Beträge (Abb. 17 und 18). Der einzige Fall, in dem wir eine Nachdehnung von etwa 6 mm Länge erhielten, ist in Abb. 19 wiedergegeben. Es handelt sich hier um den sehr schräg orientierten Kristall Nr. 35 ($\chi_0 = 3{,}2°$), der bei der Dehnung zunächst ohne vorherige Translation mehrfach ausgiebige Zwillingsbildung gezeigt hatte (vgl. die Dehnungskurve in Abb. 20). Neuerliche Zwillingsbildung im Nachdehnungsfaden führte den Bruch herbei.

In Abb. 21 ist schematisch eine Darstellung der Gitterbewegungen bei der Dehnung von Kadmium- (Zink-) Kristallen gegeben. ϑ_0 stellt die Orientierung des Ausgangskristalls dar. Die der primären Basistranslation entsprechende Gitterdrehung ist durch den Größtkreisbogen $\vartheta_0\vartheta_1$ gegeben; die unstetigen, theoretisch möglichen Gitterumklappungen bei der darauffolgenden ersten Zwillingsbildung sind durch Übergang der Drahtachse von ϑ_1 nach ϑ_1^{I}, ϑ_1^{II}, ..., ϑ_1^{VI} gekennzeichnet. Für die Lage ϑ_1^{I} ist sodann sekundäre Basistranslation ($\vartheta_1^{I}\vartheta_2$) und schließlich erneute (sekundäre) Zwillingsbildung (Sprung von ϑ_2 nach ϑ_2^{V}) eingetragen. Wie oben bereits erwähnt, werden von den sechs Möglichkeiten primärer mechanischer Zwillingsbildung vier in der Tat beobachtet[1].

In guter Übereinstimmung mit den Befunden an Zink steht ferner die Tatsache, daß die mechanische

[1] Ein >-Zeichen vor einem in dieser Spalte enthaltenen Wert bedeutet, daß in diesem Falle die Höchstlast den Meßbereich des benutzten Dehnungsapparats überstieg.

[1] Bemerkt sei, daß die beiden bisher nicht aufgefundenen Arten von primären Zwillingsstreifen (Pole der Zwillingsebenen V und VI) durch ein Minimum der Schubspannung in der Zwillingsebene ausgezeichnet sind, während in den übrigen die Schubkomponente in der Gleitrichtung ungefähr gleich groß ist.

Digitized by Google

Zwillingsbildung mit einer beträchtlichen Schubverfestigung der Basis verknüpft ist. Trotzdem im Deformationszwilling die Translationselemente plötzlich in eine sehr günstige Lage zur Zugrichtung gelangen ($\chi \sim \lambda \sim 60°$ gegenüber etwa 8° im gedehnten Band), geblieben oder leicht gesunken[1]. Dieses Verhalten stellt einen immerhin deutlichen Unterschied gegenüber den Zinkkristallen dar, bei denen in 9 von 12 Fällen die Nachdehnung unter geringer Schubentfestigung der Basis verlief.

Abb. 17. Cd-Kristall. Translation im Zwilling. $V = 12$. Geätzt in verd. HCl.

Abb. 18. Gedehnter Cd-Kristall mit schmalen Deformationszwillingen und sekundärer Basistranslation. Blick auf das Band von beiden Seiten. $V = 12$. Geätzt in verd. HCl.

Abb. 19. Lange Nachdehnung eines Cd-Kristalls. $V = 12$.

IV. Geometrische Darstellungen.

Zum Schluß seien der besseren Übersicht halber noch einige geometrische Darstellungen gegeben, die die Orientierungsabhängigkeit technologisch wichtiger Größen des Cd-Kristalls betreffen. Die durch Einsetzen ausgiebiger Basistranslation bedingte Streckgrenze (σ_S) ist bei konstanter Grenzschubspannung (S) durch den Aus-

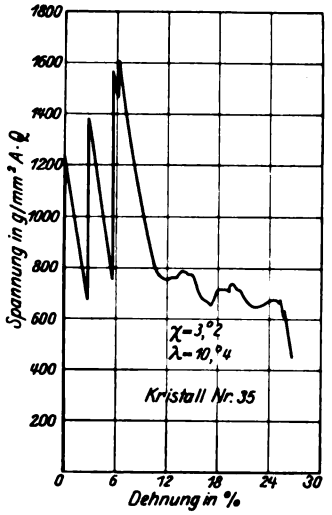


Abb. 20. Dehnungskurve eines Cd-Kristalls. Primäre Translation fehlt. An die ausgiebige mechanische Zwillingsbildung schließt sich sekundäre Basistranslation von erheblichem Ausmaß.

steigt die Spannung in vielen Fällen bei weiterer Beanspruchung über den vor der Zwillingsbildung erreichten Wert an. Die Schubverfestigung der Zwillingsbildung überwiegt also in diesen Fällen die geometrische Orientierungsentfestigung. Der ein Maß der Schubverfestigung darstellende Quotient aus der nach der Zwillingsbildung erreichten Höchstspannung (σ_{max}) und der zur Zwillingsbildung führenden Spannung ($\sigma_{Zw.}$) ist in der Tabelle 4 ebenfalls verzeichnet. Aus den Zahlen und der Abb. 22 geht hervor, daß mit zunehmender Abgleitung während der vorangegangenen Haupttranslation, also zunehmender primärer Verfestigung, die weitere, durch Zwillingsbildung bewirkte Schubverfestigung abnimmt. Diese beträgt im Mittel 200% ($\sin 60° \cdot \cos 60° \sim 3 \cdot \sin 8° \cdot \cos 8°$) gegenüber 100%, die sich bei Zinkkristallen ergeben hatten, ein Unterschied, der möglicherweise durch die außerordentliche Kleinheit der Zwillingslamellen in den Kadmiumkristallen mitbedingt ist.

Wie aus den Dehnungskurven der Nachdehnung sich ergibt, verläuft diese sekundäre Basistranslation im Deformationszwilling bei den Kadmiumkristallen in 19 von 23 untersuchten Fällen unter Schubverfestigung; in vier Fällen war die Schubfestigkeit der Basis konstant

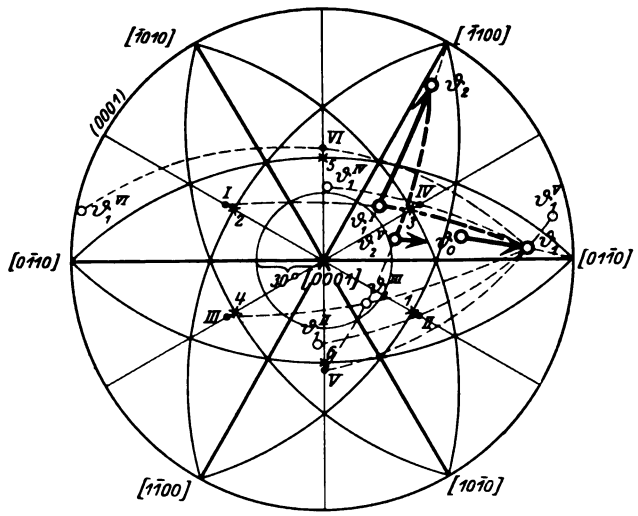


Abb. 21. Schema der Gitterbewegungen bei der Dehnung von Cd- (Zn-) Kristallen.

[1] Abnahme der Last während der Nachdehnung um 50% zeigt bei einer Ausgangslage der Translationselemente von 60° zur Zugrichtung konstante Schubfestigkeit, Abnahme über 50% Schubentfestigung, Abnahme unter 50% Schubverfestigung an (E. Schmid: Z. Phys. Bd. 22, S. 328. 1924).

Digitized by Google

druck $\sigma_S = \frac{S}{\sin\chi \cdot \cos\lambda}$ gegeben, worin χ, λ wie oben die Stellungswinkel der Translationselemente bedeuten. Analog schon früher gegebenen Darstellungen für Zink und

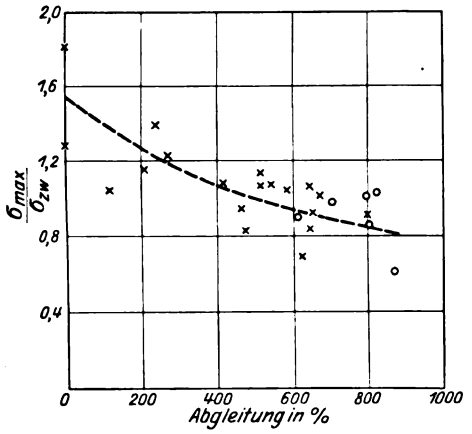


Abb. 22. Schubverfestigung der Basis von Cd-Kristallen durch mechanische Zwillingsbildung.

flächenzentrierte Kristalle[1] ist in Abb. 23 für den Cd-Kristall der Schnitt des Fließgefahrkörpers mit den beiden Prismenflächen I. und II. Art wiedergegeben[2]. Die sehr ausgeprägte Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze tritt deutlich zutage; der festeste Kristall über-

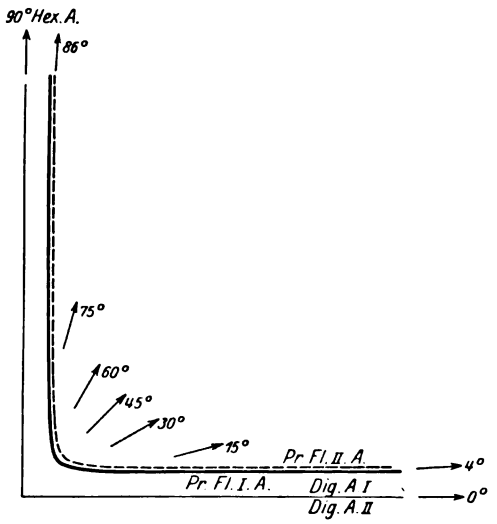


Abb. 23. Fließgefahrkörper des Cd-Kristalls. Schnitt mit den Prismenflächen I. und II. Art.

trifft den weichsten um mindestens das 6,5fache. Der Schnitt des Fließgefahrkörpers mit der Basis ist in der Abbildung nicht angegeben. Das Eintreten der plastischen Deformation erfolgt hier durch mechanische Zwillingsbildung, für die ja das Initialgesetz noch unbekannt ist. Aus dem gleichen Grunde fehlt auch der Abschluß des Körpers für mit der Basis nahe zusammenfallende Richtungen[3]. Auch parallel der hexagonalen Achse ist

[1] E. Schmid: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 154. 1927.

[2] Die Länge des Radiusvektors vom Mittelpunkt aus gibt die Größe der Streckgrenze für die betreffende Richtung.

[3] Auch beim Zn-Kristall tritt in diesem Orientierungsbereich mechanische Zwillingsbildung auf. Die seinerzeit auf Grund der Annahme von Translation nach der Prismenfläche gegebene Darstellung des Fließgefahrkörpers für Zimmertemperatur ist also für diese Orientierungen fehlerhaft.

der Körper noch offen. Für die bei dieser Orientierung eintretenden Translationen nach höher indizierten Kristallflächen liegen Messungen noch nicht vor.

Durch Kombination der für die Basistranslation ermittelten Verfestigungskurve (Abb. 12) mit der den Beginn der mechanischen Zwillingsbildung nach (ausgiebiger) Translation beschreibenden Grenzkurve (Abb. 16), können die Endpunkte der auf die Basistranslation bezüglichen technologischen Dehnungskurven rechnerisch ermittelt werden. Hierzu werden zunächst aus der Verfestigungskurve ($S - a$-Kurve) die Kurven Effektivspannung—Abgleitung nach den Formeln

$$\sigma_{\text{eff}} = 2 \cdot \frac{\sin\lambda_0}{\sin\chi_0} \cdot \frac{S}{\sin 2\lambda},$$

$$\cot\lambda = \cot\lambda + \frac{\sin\chi_0}{\sin\lambda_0} \cdot a$$

berechnet[1]. Der Schnitt dieser Kurvenschar mit der für die Zwillingsbildung gültigen Grenzkurve liefert die den verschiedenen Kristallorientierungen zugehörigen Grenzabgleitungen. Aus diesen erhält man weiter unter

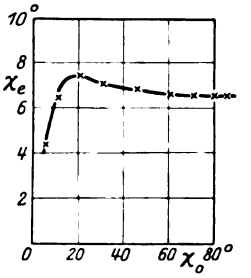


Abb. 24. Aus Verfestigungskurve und Grenzkurve der mechanischen Zwillingsbildung ermittelter Endwinkel (χ_e) der Basis von Cd-Kristallen als Funktion der Ausgangslage (χ_0).

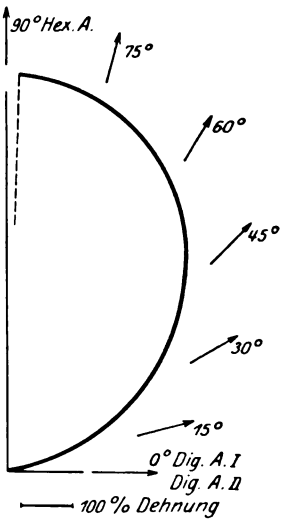


Abb. 25. Dehnungskörper des Cd-Kristalls. Schnitt mit einer Prismenfläche.

Benutzung der letzten Gleichung und der Dehnungsformel $d = \frac{\sin\lambda_0}{\sin\lambda} = \frac{\sin\chi_0}{\sin\chi}$ Orientierung und Dehnung des Kristalls bei Einsetzen der Zwillingsbildung. Die für $\chi = \lambda$ durchgeführte Rechnung führt auf den in Abb. 24 dargestellten Zusammenhang zwischen Ausgangs- und Endwinkel der Basis- (Translations-) Fläche[2]. Die experimentell gefundene ungefähre Konstanz der Endwinkel der Basis (Tabelle 4)[3] findet so für χ_0-Winkel größer als 10° ihre einfache Begründung.

In Abb. 25 ist der Schnitt des Dehnungskörpers wiedergegeben. Der Unterschied zwischen den Prismenflächen I. und II. Art ist zu gering, um noch darstellbar zu sein. Der Dehnungskörper stellt also im wesentlichen einen Rotationskörper um die hexagonale Achse dar. Für Richtungen in der Basis und bis 4° davon abwei-

[1] Die mit dem Index 0 versehenen Stellungswinkel beziehen sich auf die Ausgangslage der Translationselemente.

[2] Die Kurve gilt mit vernachlässigbaren Fehlern auch noch für die größtmöglichen Abweichungen von χ und λ.

[3] Vgl. auch die früheren Beobachtungen am Zinkkristall von H. Mark, M. Polanyi und E. Schmid: l. c.

Digitized by Google

chende beträgt die (auf Basistranslation bezügliche) Dehnung Null. Ihr Wert steigt mit zunehmendem Winkel zur Basisfläche und erreicht bei 85° Neigungswinkel 782%. In unmittelbarer Nähe der hexagonalen Achse muß sodann, dem Versagen der Basistranslation und der Ausbildung mehrerer Pyramidentranslationen entsprechend, ein schroffes Absinken der Dehnung erfolgen.

Entnimmt man dem Schnitt der $\sigma_{eff} - a$-Kurven mit der Grenzkurve der Zwillingsbildung außer der bisher allein benutzten Grenzabgleitung noch die dazugehörige Grenzeffektivspannung ($\sigma_{eff_{Zw}}$), so läßt sich mit Hilfe der eben berechneten Dehnung auch der Höchstlastkörper bestimmen. Seinen Schnitt mit den Prismenflächen I. und II. Art zeigt Abb. 26. Die Abweichungen von einem Rotationskörper um die hexagonale Achse sind in dem Bereich, in dem Basistranslation auftritt, nur gering. Für Orientierungen nahe der Basis (mechanische Zwillingsbildung) und parallel der hexagonalen Achse (Translation nach höher indizierten Ebenen) ist auch dieser Körper noch unbestimmt. Für Richtungen,

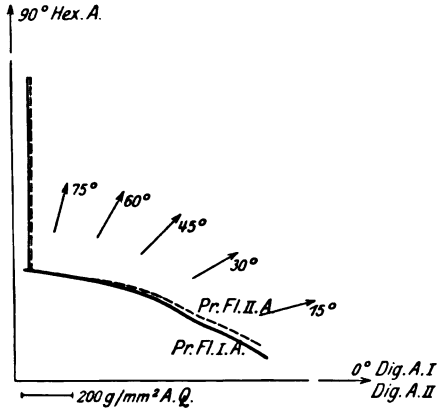


Abb. 26. Festigkeitskörper (Höchstlast) des Cd-Kristalls. Schnitt mit Prismenflächen I. und II. Art.

die von der hexagonalen Achse nur um 8° bzw. 9° und noch kleinere Winkel abweichen, stellt die Streckgrenze die im Verlauf des Versuchs erreichte höchste Last dar (vgl. Abb. 10 und 11). Für diese Orientierungen ist daher außer der nach Abschluß der Basistranslation erreichten Höchstlast auch noch der Schnitt des Fließgefahrkörpers mit angegeben.

Frühere modellmäßige Darstellungen der Höchstlast und Dehnung liegen für Kupferkristalle von J. Czochralski[1] (rein empirisch), für Aluminiumkristalle von v. Göler und G. Sachs[2] (berechnet auf Grund der Verfestigungskurve und Höchstlastbedingung) vor.

Zusammenfassung.

1. Die Verfestigung von Kristallen wird auf Grund der für die Mechanismen der plastischen Kristalldeformation gültigen Gesetzmäßigkeiten (kritische Grenzspannungen) besprochen.

2. Eine röntgenographische Bestimmung der Translationselemente des Kadmiums bestätigt die bis jetzt stets angenommene Analogie zum Zink: $T = (0001)$; $t = [10\bar{1}0]$.

3. Fließ- und Dehnungskurven von Cd-Kristallen heben denselben Spannungswert als charakteristisch für den Beginn ausgiebiger Translation hervor. „Streckgrenze."

4. Bestätigung des bisher stets an Metallkristallen beobachteten Gesetzes, daß die Streckgrenze durch eine konstante Schubfestigkeit des Translationssystems gegeben ist.

5. Diese charakteristische Schubfestigkeit der Basis (in Richtung einer digonalen Achse I. Art) hängt von den Herstellungsbedingungen der Kristalle ab. Je langsamer die Kristallisation und Abkühlung erfolgt, um so niedriger liegt der Wert. Er beträgt für Ziehgeschwindigkeiten der Kristalle (Czochralskisches Ziehverfahren) von

20 cm/St.	$58{,}4 \pm 0{,}9$ g/mm²
5 bis 10 cm/St.	$39{,}7 \pm 1{,}2$ „
1,5 cm/St.	$25{,}5 \pm 2{,}2$ „

6. Temperung gesunder Ausgangskristalle führt ebenfalls zu erheblichen Abnahmen der Schubfestigkeit der Basis.

7. Der Verlauf der Translation ist durch eine Verfestigungskurve [Schubfestigkeit (S) des Translationssystems als Funktion der Abgleitung (a)] gut darstellbar. Für Abgleitungen über 200% gilt die Gleichung $S = 50a$.

8. An die Basistranslation schließt sich (wie bei Zinkkristallen) mechanische Zwillingsbildung. Die zur Ausbildung der mechanischen Zwillingsbildung erforderliche Spannung steigt mit zunehmender Translation in einfacher Weise an (Grenzkurve der mechanischen Zwillingsbildung).

9. Die Weiterdehnung der Kristalle erfolgt durch neuerliche Basistranslation im Zwilling. Die Schubfestigkeit der Basis wird durch die Zwillingsbildung auf etwa das Dreifache erhöht. Diese Verfestigung ist überdies vom Ausmaß der primären Translation abhängig; je größer diese, um so kleiner die zusätzliche Verfestigung. Die sekundäre Basistranslation ist in der Regel mit schwacher Schubverfestigung (Gegensatz zu Zink) verbunden.

10. Eine schematische Darstellung der Gitterbewegungen bei der Dehnung von Cd- (Zn-) Kristallen wird gegeben.

11. Die beobachtete Konstanz der Endwinkel der Translationselemente im gedehnten Kristall ergibt sich aus der Verfestigungskurve und der Grenzkurve der mechanischen Zwillingsbildung.

12. An Hand von Schnitten des Fließgefahr-, Dehnungs- und Höchstlastkörpers wird die Orientierungsabhängigkeit technologisch wichtiger Größen erläutert.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft danken wir bestens für die weitgehende Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit.

[1] J. Czochralski: Z. Metallkunde Bd. 15, S. 7. 1923; Z. V. d. I. Bd. 22, S. 67. 1923.

[2] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. techn. Phys. Bd. 12, S. 586. 1927.

Digitized by Google

Das Fließen von Metallkristallen bei Torsion.

Von **R. Karnop** und **G. Sachs**[1].

Der Widerstand, den ein Kristall der plastischen Verformung bei Torsionsbeanspruchung entgegensetzt, ist nicht ohne weiteres angebbar, auch wenn sein Verhalten bei einem Zugversuch weitgehend bekannt ist. Einmal ist zu klären, wieweit bei der ungleichmäßigen Spannungsverteilung in einem tordierten Kristall die grundlegenden kristallographisch-mechanischen Gesetze gültig bleiben, die das Eintreten der Gleitung an jeder Stelle des Kristalls an die Erreichung einer kritischen Schubspannung auf einem Gleitsystem knüpfen. Weiterhin ist von vornherein nicht angebbar, in welcher Weise sich gegebenenfalls die verschiedenen Gleitvorgänge in den einzelnen Kristallteilen gegenseitig beeinflussen und zum Gesamtwiderstand des Kristalls zusammen wirken. Die Feststellung dieser Zusammenhänge in allen Einzelheiten ist bisher nicht möglich. Näherliegend erscheint zunächst eine Untersuchung der Orientierungsabhängigkeit, wie sie hier vorgenommen worden ist. Die zahlenmäßigen Aussagen solcher Versuche lassen sich in verhältnismäßig durchsichtiger Weise auf ihre Übereinstimmung mit den Ergebnissen kristallographischer Überlegungen hin prüfen.

Die Versuche sind an Kristallen einer Aluminiumlegierung (95% Al, 5% Cu) in vergütetem Zustand durchgeführt worden. Zur Klärung der Kraftverhältnisse wurde zunächst die Streckgrenze (0,2% spez. bleibende Verformung) ermittelt. Die sich ergebenden Werte lagen in den Grenzen 2,2 : 1 (Würfellage : Oktaederlage). Sie folgen qualitativ der theoretischen Orientierungsabhängigkeit, die unter der Annahme einer fließenden Oberflächenschicht die Grenzen 1,85 : 1 ergibt. Die Abweichung erklärt sich wahrscheinlich durch Besonderheiten der Gleitvorgänge in ausgezeichneten Orientierungen. Die Elastizitätsgrenzen der Kristalle (der Beginn bleibender Formänderungen) schwanken nach der Rechnung in noch engeren Grenzen (1,73 : 1), und die Versuchsergebnisse stimmen auch qualitativ hiermit nicht gut überein. Für die mittlere Schubspannung auf den Gleitflächen an der Oberfläche ergaben sich bei Annahme einer fließenden Oberflächenschicht Werte zwischen 9 und 11 kg/mm² (mit einer mittleren Streuung von $\pm 10\%$). Die wirklichen Werte sollten kleiner sein als diese auf Grund einer elastizitätstheoretischen Spannungsverteilung ermittelten. Nun liegt aber bei Zugversuchen die wirksame Schubspannung an der Streckgrenze bei $9{,}0 \pm 0{,}6$ kg/mm²; und es ist ganz unwahrscheinlich, daß der Widerstand bei dem komplizierten Vorgang der Torsion — in wirksamer Schubspannung ausgedrückt — kleiner sein kann als bei Zug. Die Widerstände bei der Torsion der untersuchten Kristalle sind jedenfalls nicht wesentlich größer als nach kristallographischen Überlegungen zu erwarten ist. Dies deckt sich damit, daß verwickelte Gleitbewegungen bei diesen Kristallen nach früheren Beobachtungen nur geringe Widerstandserhöhungen zur Folge haben.

[1] Original: Z. Phys. Bd. 53, S. 605–618. 1929.

Die Elastizitätskonstanten der Kristalle sind nur in geringem Maße richtungsabhängig. Die aus den Versuchen ermittelten Gleitmoduln sind in der Würfellage mit 2750 kg/mm² etwa 10% größer als in der Oktaederlage mit 2450 kg/mm². Für die Elastizitätsmoduln ergibt sich aus den wenigen Zugversuchen ein umgekehrter Verlauf ($\sim 6900 : 8000$ kg/mm²). Eine Übereinstimmung dieser experimentell gefundenen Orientierungsabhängigkeit mit den Forderungen der Kristallphysik läßt sich nicht erreichen.

Versuchsmaterial und Versuchsdurchführung.

Zu den Versuchen wurden etwa 50 Kristalle von $\sim 3{,}2$ mm Durchmesser und 50 bis 100 mm Länge benutzt, die wie bei unseren Zugversuchen am gleichen Material[1] durch Rekristallisation hergestellt und danach veredelt waren.

Die Orientierung wurde an Hand gewöhnlicher Drehaufnahmen mit Mo-K-Strahlung bestimmt, deren 111- und 200-Reflexe zur Konstruktion eines Fehlerdreiecks der Orientierung benutzt wurden. Die erreichte Genauigkeit betrug hierbei schätzungsweise $^1/_2$ bis $1°$[2].

Die Kristalle bevorzugten nach Abb. 1 sehr ausgesprochen sowohl die Oktaeder- als auch die Würfellage, so daß besonders die Rhombendodekaederecke des Orientierungsdreiecks ziemlich leer geblieben ist. In der Oktaederecke liegen außerdem etwa 1,5 mal so viel Kristalle als in der Würfelecke. Eine ähnliche Verteilung

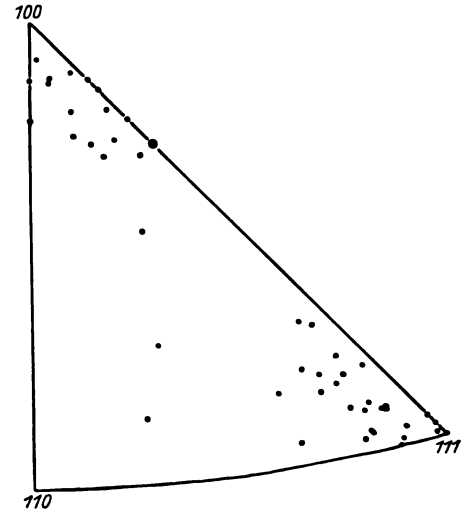


Abb. 1. Orientierung einer Anzahl von Kristallen einer Aluminiumlegierung.

zeigten auch schon die von uns früher hergestellten Kristalle der gleichen Legierung, nur daß die Oktaederecke dort sehr viel stärker belegt war als die Würfelecke. Diese Übereinstimmung läßt die älteren Feststellungen

[1] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 49, S. 480 bis 497. 1928.

[2] Für eine weitere Untersuchung von Messingkristallen konnte die Genauigkeit dieses Verfahrens noch gesteigert werden.

Digitized by Google

über gesetzmäßiges Wachstum von Aluminiumkristallen in neuem Lichte erscheinen. Nach verschiedenen Untersuchungen[1] bevorzugen die Aluminiumkristalle mit bemerkenswerter Übereinstimmung die Rhombendodekaederlage, jedoch ist die Streuung in allen Fällen recht erheblich. Soweit es feststellbar ist, handelt es sich dabei stets um verhältnismäßig reines Aluminium (> 99,5% Al). Bei einem unreineren Material (99,1% Al) fanden wir[2] dagegen verschiedentlich, wenn auch nicht so ausgeprägt wie hier, ein Fehlen von Rhombendodekaederlagen, in anderen Fällen wieder eine praktisch ganz regellose Verteilung[3]. Es dürfte danach wohl die Würfelflächendiagonale als bevorzugte Wachstumsrichtung bei der Rekristallisation von reinen Aluminiumkristallen angesprochen werden, während Legierungen — und anscheinend auch unreineres Aluminium — nach der Würfelkante und Würfeldiagonale wachsen.

Die meisten Kristalle wurden der Torsion unterworfen. An einer Torsionsmaschine von Amsler-Laffon wurden sowohl die Ausschläge des Belastungspendels (Torsionsmoment M) als auch die gegenseitige Verdrehung α zweier Querschnitte im Abstand von 25 mm mit Hilfe von Spiegeln bis zu einer spezifischen Schiebung γ von 1,0% gemessen, wobei

$$\gamma = \alpha \cdot \frac{d}{2l} \qquad (1)$$

(d = Durchmesser, l = Meßlänge) ist. Im elastischen Bereich gilt für die Schubspannung τ an der Außenhaut die gleiche Formel wie bei isotropem Material:

$$\tau = \frac{M}{\pi d^3/16}. \qquad (2)$$

Sie verliert mit dem Eintreten plastischer Formänderungen ihre strenge Gültigkeit. Ein Weg zur Ermittlung der wirklichen Schubspannungen, die an jeder Stelle des Umfangs entsprechend der Elastizitätsgrenze des betreffenden Flächenelements eine andere Größe haben müßten, ist bisher jedoch nicht bekannt. Zur angenäherten Berechnung derselben im plastischen Gebiet bei der Torsion von feinkristallinem Material ist von Prandtl[4] und Ludwik[5] die Annahme vorgeschlagen worden, daß die ursprünglichen Radien bei der Torsion Radien bleiben. Die spezifische Schiebung der Flächenelemente ist dann stets proportional ihrem Abstand von der Achse, und die zugehörige Spannung ergibt sich aus dem Torsionsmoment durch eine einfache graphische Konstruktion[1]. Der Unterschied, der zwischen den auf Grund elastischer Spannungsverteilung und den auf Grund der Prandtlschen Annahme berechneten Werten bei feinkristallinem Material besteht, könnte nun in ähnlicher Größe auch für Kristalle vermutet werden; und zwar müßte für einen ähnlichen Spannungsverlauf wie bei den hier untersuchten Kristallen der Prandtl-Ludwiksche Wert im Bereich kleiner Formänderungen etwa 20% hinter dem elastizitätstheoretischen zurückbleiben. Nun liegen aber die als Anhaltswerte für das Fließen beobachteten elastizitätstheoretischen Werte nur wenige Prozente höher als die aus Zugversuchen sich eindeutig ergebenden kritischen Schubspannungen. Deshalb können die Schubspannungen für Torsion auch nicht durch den Eintritt des Fließens um ganze 20% gefälscht sein. Es bleibt vielmehr nur der Schluß, daß die Prandtl-Ludwiksche Annahme zur Feststellung kritischer Fließspannungen bei der Torsion von Kristallen im Bereich sehr kleiner bleibender Verformungen nicht zulässig ist. Wir haben deshalb auch im plastischen Bereich die nach Gleichung (2) aus den Momenten bestimmten Schubspannungen den weiteren Betrachtungen zugrunde gelegt.

Von den auf diese Weise berechneten τ-γ-Kurven sind einige in Abb. 2 und 3 wiedergegeben.

Ihnen konnte zunächst in der dort angedeuteten Weise der Gleitmodul entnommen werden. Die Formänderungen waren bis zu erheblichen Spannungen hinauf ($\sim$ 6 bis 16 kg/mm², je nach der Orientierung) praktisch der Spannung proportional und elastisch. Der hohen Elastizitätsgrenze in der Nähe der Würfelkante entsprechend sind die Gleitmoduln solcher Orientierungen verhältnismäßig genau, während sie in der Oktaederlage mit einer mittleren Abweichung von $\pm$5% für gleiche Orientierungen streuen (vgl. Abb. 7).

Die Elastizitätsgrenze der Kristalle kann den Kurven nicht mit Sicherheit entnommen werden. Statt dessen wurde daher ein Spannungswert, bei dem die Kurven sich um $\gamma = 0{,}2\%$ von der elastischen Geraden entfernen, als „Streckgrenze" festgelegt und als Kennwert für den Eintritt bleibender Verformungen genommen. Die Elastizitätsgrenze wird vielleicht im Durchschnitt schätzungsweise 30% tiefer liegen als dieser Anhaltswert. Irgendein systematischer Gang beider Werte gegeneinander mit der Orientierung ist nicht feststellbar; die Kurven zeigen durchweg einen sehr ähnlichen Verlauf und überschneiden sich nur in wenigen Fällen.

Zur Ergänzung wurden an fünf Kristallen Zugversuche durchgeführt. Den Kurven Zugspannung (s) —

[1] C. F. Elam: Phil. Mag. (6) Bd. 50, S. 517—520. 1925; E. Schiebold und G. Sachs: Z. Krist. Bd. 63, S. 34—48. 1926; J. Weerts: Z. techn. Phys. Bd. 9, S. 126—136. 1928.

[2] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 139. 1927; Bd. 42, S. 283—301. 1927.

[3] Vgl. auch W. G. Burgers und J. C. M. Basart: Ebenda Bd. 51, S. 545—556. 1928.

[4] Vgl. H. Herbert: Z. V. d. I. Bd. 54, S. 1388. 1910. Herr Prof. Prandtl hat laut brieflicher Mitteilung die Torsion im plastischen Gebiet in seinen Vorlesungen erstmalig im Wintersemester 1904/05 behandelt. Er begründet seine Annahme wie folgt: Daß bei der plastischen Torsion eines Stabes mit Kreis- oder Kreisringquerschnitt die Radien Radien bleiben, folgt aus einer Symmetrieüberlegung. Wenn man den Stab einschließlich des an ihm angreifenden Kräftesystems um einen Querschnittsradius um 180° schwenkt, so geht er in sich selber über und ebenso das Kräftesystem. Die einzige Formänderung des Radius, die mit dieser Art von Symmetrie verträglich ist, wäre eine Dehnung. Eine solche ist bei der Torsion in erster Näherung nicht zu erwarten, infolgedessen bleibt der Radius undeformiert. Es ist klar, daß diese Schlußweise nur auf isotrope Körper bzw. vielkristallinische Gefüge anwendbar ist. Beim Einzelkristall werden bei der Schwenkung um 180° die Kristallachsen höchstens in gewissen Spezialfällen in sich selbst überführt, im allgemeinen Fall aber nicht. Infolgedessen werden bei der Torsion von Kristallen irgendwelche verwickelteren Formänderungen erwartet werden müssen, die noch zu studieren sein werden.

[5] P. Ludwik: Elemente der technologischen Mechanik, S. 31ff. Berlin 1909.

[1] P. Ludwik und R. Scheu: Stahl und Eisen Bd. 45, S. 373—381. 1925.

Digitized by Google

Dehnung (λ) wurde der Elastizitätsmodul entnommen. Als Anhaltswert für das Fließen diente die Zugspannung bei einer bleibenden Dehnung $\lambda = 0{,}1\%$ Abweichung von der elastischen Geraden, in Anlehnung an die Vorstellung von Ludwik[1], daß bei kleinen bleibenden Verformungen eine spezifische Dehnung einem doppelt so großen Wert der spezifischen Abgleitung in bezug auf die Verfestigungswirkung gleichwertig ist:

$$\gamma = 2\lambda.$$

Für Kristalle müßten eigentlich diese technologischen Größen durch kristallographische Abgleitung auf der Gleitfläche ersetzt werden. Diese ist aber vorläufig nur für den Zugversuch definiert und berechenbar[2].

In Tabelle 1 und 2 sind die Versuchsergebnisse zusammengestellt.

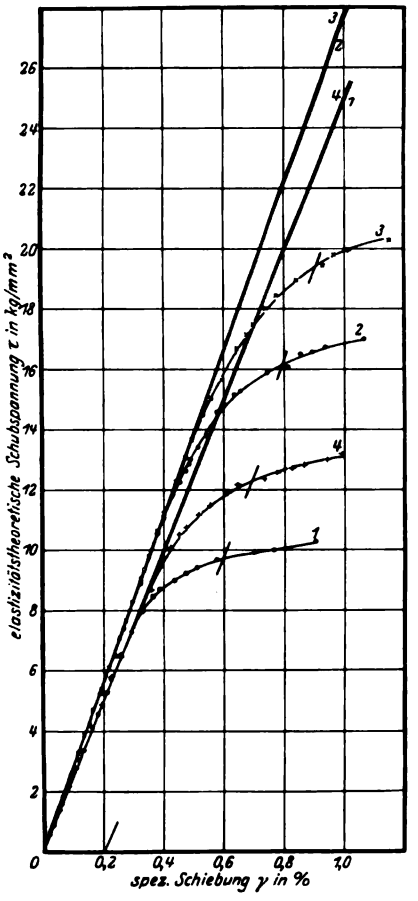


Abb. 2.

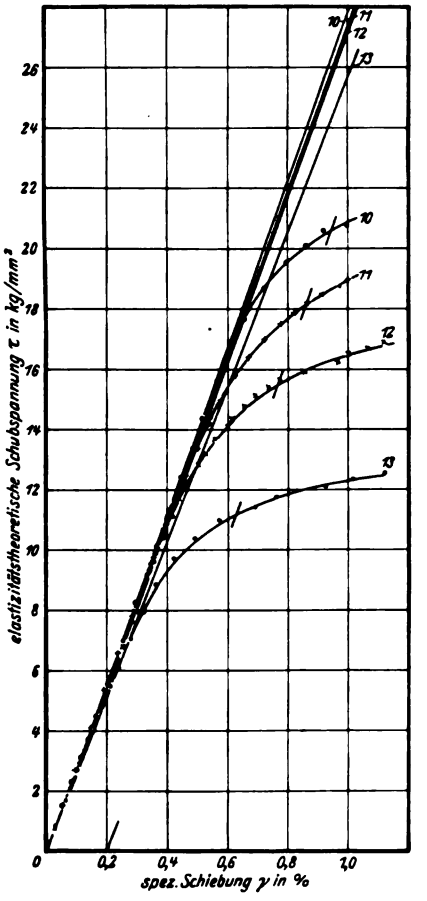


Abb. 3.

Abb. 2 und 3. Torsionskurven von Kristallen einer Aluminiumlegierung.

Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenzen.

Die experimentellen Werte der Streckgrenze bei Torsion sind entsprechend Abb. 4 stark von der Orientierung der Kristalle abhängig. In der Oktaederlage 111 beträgt τ_s (vgl. Abb. 6) im Mittel 9,8 kg/mm² mit einer mittleren Streuung von $\pm 10\%$; in der Rhombendodekaederlage 110 würde τ_s, soweit die wenigen Versuche in der Nähe dieser Lage einen Schluß zulassen, etwa 12 kg/mm² erreichen. Von beiden Lagen wächst τ_s nach der Würfelecke zu stark an, bis über 20 ± 2 kg/mm²; in der Würfelecke 100 selber würde τ_s schätzungsweise (vgl. Abb. 6) 22 kg/mm² betragen.

Eine Begründung dieser starken Orientierungsabhängigkeit ist aus der kristallographischen Vorstellung heraus möglich, daß jede bleibende Verformung eines Kristalls durch Gleiten auf ausgezeichneten Gitterflächen und in ausgezeichneten Gitterrichtungen vor sich gehen kann. Bei Kristallen mit regulärflächenzentriertem Gitter treten als Gleitflächen die Oktaederflächen, als Gleitrichtungen die Flächendiagonalen auf. In einem bestimmten Element eines beanspruchten Körpers tritt das Gleiten dann ein, wenn die wirksame Schubspannung (Komponente der Schubspannung auf der Gleitfläche in der Gleitrichtung) einen kritischen Wert erreicht, der im wesentlichen von den sonstigen Spannungsverhältnissen unabhängig ist.

In einem ungleichmäßig beanspruchten Körper, also z. B. einem tordierten Kristall, wird dieser kritische Wert der Schubspannung bei allmählicher Steigerung der Belastung an irgendeiner Stelle zuerst erreicht werden. Das Eintreten dieses Ereignisses, die Erreichung der Elastizitätsgrenze, ist, wie erwähnt, experimentell nicht faßbar. Theoretisch bietet die Berechnung des dazugehörigen Torsionsmoments keine Schwierigkeit, da die Spannungsverteilung in einem tordierten Kristall die gleiche ist wie in einem feinkristallinen Körper. Der Weg zur Bestimmung der Elastizitätsgrenze ergibt sich schon in allen Einzelheiten aus einer Untersuchung von Gough[1]. Man hat für die elastizitätstheoretische Spannung τ die wirksamen Schubspannungen τ_{fr} an jeder Stelle des Stabes für alle zwölf Gleitsysteme (Gleitflächen f = Oktaederflächen, Gleitrichtungen r = Flächendiagonalen) zu bestimmen:

$$\frac{\tau}{\tau_{fr}} = \frac{1}{A \cos(\lambda - \lambda_0)}, \qquad (3)$$

worin

$$A = \sqrt{-{}^1/_2(\cos 2\varphi + \cos 2\varrho + 2\cos 2\varphi \cos 2\varrho}$$

und

$$\lambda_0 = \operatorname{arc\,tg}[(\operatorname{tg} 2\varphi - 1)\operatorname{ctg}(\lambda_\varrho - \lambda_\eta)] + \lambda_\varphi$$

ist. Hierin bedeutet: φ den Winkel der Stabachse zur Gleitflächennormale, ϱ den Winkel der Stabachse zur Gleitrichtung, λ_φ bzw. λ_ϱ den Winkel zwischen der Projektion der Gleitflächennormale bzw. Gleitrichtung auf

[1] P. Ludwik: Elemente der technologischen Mechanik, S. 16ff. Berlin 1909.

[2] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 11. 1927.

[1] H. J. Gough, S. J. Wright und D. Hanson: J. Inst. of Met. Bd. 36, S. 173—190. 1926.

Digitized by Google

Tabelle 1.

Ergebnisse von Torsionsversuchen an Kristallen einer Aluminiumlegierung.

($a = \cos\alpha_1$, $b = \cos\alpha_2$, $c = \cos\alpha_3$.)

Kristall Nr.	Winkel der Stabachse zu den Würfelkanten α_1	α_2	α_3	Orientierungsfunktion $a^2b^2+b^2c^2+c^2a^2$	Elastizitätskonstanten: Gleitmodul G kg/mm²	Spez. Drillung $\beta = 1/G$ $10^6 \cdot$ mm²/kg	Streckgrenze τ_s kg/mm²	Verhältniszahl (Fig. 5) $\varkappa$	Mittlere Schubspannung $\tau^* = \tau_s/\varkappa$ kg/mm²	Winkel: Stabachse Würfeldiagonale β
1	$55_5°$	$55_5°$	$53_5°$	0,329	2480	402	9,7	$1,05_5$	9,2	15°
2	90	80	10	0,030	2740	366	16,1	1,71	9,4	48
3	90	84	6	0,011	2770	362	19,4	1,79	10,8	51
4	80	52	40	0,251	2500	400	12,3	1,20	10,2	26
5	82_5	76_5	15_5	0,076	2650	378	16,4	1,54	10,6	40
6	62	58	45	0,315	2480	403	9,8	1,11	8,8	10
7	56	56	52_5	0,330	2450	(408)	10,5	1,06	9,9	2_5
9	84	78	14	0,052	2680	373	15,2	1,59	9,6	42
10	88	84	6	0,012	2770	361	20,7	$1,77_5$	11,7	49
11	82	81	12	0,034	2720	368	18,1	1,63	11,1	43
12	78	78	17_5	0,091	2700	370	15,5	1,49	10,4	37_5
13	64_5	57	44	0,308	2560	391	11,3	$1,11_5$	10,1	11
14	65	62	39	0,285	2570	390	11,4	1,15	9,9	16
15	54_8	54_8	54_8	0,333	(2530)	(395)	10,3	1,00	10,3	0
16	61	55	49	0,321	2450	408	10,2	$1,08_5$	9,4	7
17	61	53_5	50	0,327	2420	413	10,0	1,08	9,3	6
18	59	53	53	0,323	2550	392	10,7	$1,06_5$	10,0	4
20	59_5	56	49_5	0,322	2550	392	10,2	1,08	9,5	5_5
21	86	78_5	12	0,043	2720	368	15,8	1,63	9,7	43_5
22	66	58	42_5	0,289	2580	388	10,8	$1,18_5$	9,1	13
24	89	86_5	4	0,004	2680	374	20,3	1,83	11,1	52
25	79	77	17	0,082	2560	391	15,5	1,49	10,4	37_5
26	86	81	10	0,029	2700	370	19,5	$1,68_5$	11,6	45_5
27	78_5	58_5	34	0,239	2520	397	12,5	1,24	10,1	26
28	59	55_5	50	0,327	(2350)	(426)	9,8	$1,07_5$	9,1	5
29	82	78	15	0,059	(2650)	(378)	18,1	1,56	11,6	40
31	67	51	48	0,297	2450	408	12,2	1,12	10,9	12
32	62	55	48	0,318	2460	406	9,3	$1,09_5$	8,5	8
34	78	78	17_5	0,079	2720	368	17,2	1,49	11,5	37_5
36	84_5	84_5	8	0,018	2770	362	16,2	1,72	9,4	46_5
37	61	53	51	0,321	2550	392	11,7	1,08	10,5	6
38	60_5	59	46	0,309	2430	412	10,2	$1,09_5$	9,3	9
39	79	69	24	0,133	2560	391	14,5	1,37	10,6	33
40	83	83	10	0,029	2720	368	19,9	$1,68_5$	11,8	45
43	86	85	7	0,012	2770	362	21,4	1,76	12,1	48
44	62_5	59_5	43_5	0,302	2560	391	11,1	$1,11_5$	10,0	11
45	68	55	43	0,273	2390	419	9,9	$1,14_5$	8,7	14_5
46	88	84	65	0,012	2660	376	(18,0)	1,77	10,2	49
47	64_5	62	40	0,279	2560	391	10,7	1,14	9,4	15
48	56	55	54	0,325	2500	400	8,8	$1,05_5$	8,3	1
49	58_5	53_5	52_5	0,330	2400	417	8,9	$1,06_5$	8,4	3_5
50	63	57	45	0.313	2400	417	10,7	1,11	9,7	10

Tabelle 2.

Ergebnisse von Zugversuchen an Kristallen einer Aluminiumlegierung.

(φ = Winkel Stabachse—Gleitflächennormale, ϱ = Winkel Stabachse—Gleitrichtung.)

Kristall Nr.	Winkel der Stabachse zu den Würfelkanten α_1	α_2	α_3	Orientierungsfunktion $a^2b^2+b^2c^2+c^2a^2$	Elastizitätskonstanten: Elastizitätsmodul E kg/mm²	Spez. Dehnung $\alpha = 1/E$ $10^6 \cdot$ mm²/kg	Streckgrenze: Zugspannung s_s kg/mm²	Umrechnungsfaktor $\cos\varphi \cdot \cos\varrho$	Schubspannung $\tau = s \cdot \cos\varphi \cdot \cos\varrho$ kg/mm²
8	$64_5°$	57°	44°	0,304	7760	129	23,4	0,391	9,1
19	58	55	52	0,324	7920	127	32,6	0,299	9,7
23	59	56	49_5	0,325	7880	127	25,8	0,328	8,5
33	60_5	56	48_5	0,319	8080	124	27,6	0,345	9,5
41	80_5	80_5	13_5	0,052	7200	139	20,4	0,456	9,3
42	61	53_5	50_5	0,321	7760	129	23,6	0,339	8,0
									$9,0 \pm 0,6$

Digitized by Google

die Querschnittsfläche und einer beliebigen Querrichtung im Stabe. Diese Winkel bestimmen also die Orientierung des Kristallstabes. Der größte aller dieser Werte überhaupt gibt dann die Elastizitätsgrenze für den betreffen-

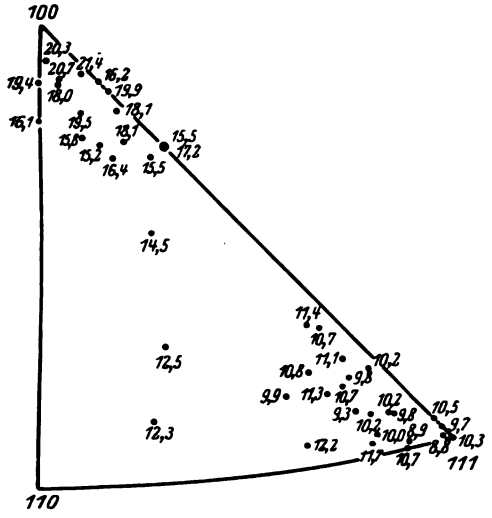


Abb. 4. Torsions-Streckgrenze von Kristallen einer Aluminiumlegierung. (in kg/mm²)

den Kristall an. Die Rechnung ergibt, daß in der Oktaeder- und Rhombendodekaederlage

$$\tau_{111} = \tau_{110} = \tau_{fr}$$

und in der Würfellage

$$\tau_{100} = 1{,}73\,\tau_{fr}$$

ist.

Hiernach bleibt die Orientierungsabhängigkeit der Elastizitätsgrenze also um fast 30% hinter derjenigen der experimentellen Werte zurück, und außerdem ist der offenbar höhere Widerstand in der Rhombendodekaederecke (Abb. 4) als in der Oktaederecke unverständlich.

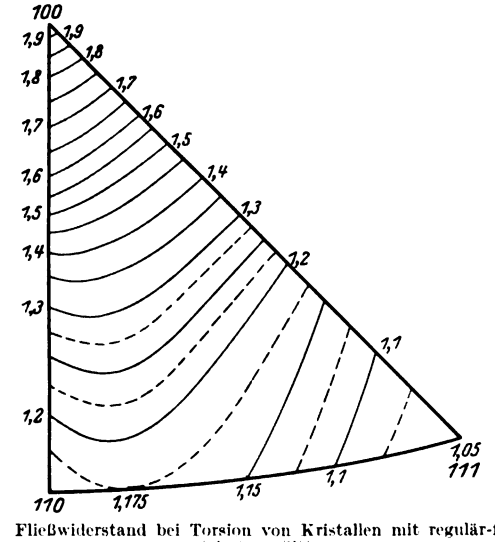


Abb. 5. Fließwiderstand bei Torsion von Kristallen mit regulär-flächenzentriertem Gitter.

Zu einer etwas besseren Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen gelangt man durch die Annahme, daß beim Fließen eines Kristalls sich eine plastische Oberflächenschicht gleicher Dicke ausbildet. Man könnte nun vermuten, daß die zunächst in Wirksamkeit tretenden Stellen geringen Widerstandes sich stärker verformen als die Stellen höheren Widerstands. Die Versuche von Gough[1] zeigen jedoch, daß auch bei den sehr kleinen bleibenden Verformungen eines Dauerversuchs praktisch an allen Stellen eines Querschnitts Gleitungen stattfinden. Sie erfolgen auf verschiedenen Gleitflächen und teilen so den Querschnitt sektorartig auf. Zur Berechnung der Verhältniszahlen solcher Fließwiderstände bei verschiedenen Orientierungen braucht man nur die Elastizitätsgrenzen an allen Stellen des Umfangs festzustellen und mit gleichem Gewicht zu ermitteln. Nicht erfaßbar bleibt hierbei ein etwaiger zusätzlicher Widerstand der Grenzstellen, an denen die Gleitung von einem Gleitsystem auf ein anderes übergeht. Zur Durchführung sind die Höchstwerte der durch Gleichung (3) bestimmten Größen für alle 12 Gleitsysteme an jeder Mantellinie $\lambda = \text{const}$ eines Kristallstabes aufzusuchen. Der Mittelwert gibt dann eine Verhältniszahl für den Fließwiderstand des Kristalls. Diese Rechnung, die in ihren Grundzügen schon früher mitgeteilt worden ist[2], wurde für etwa 30 bevorzugte Orientierungen durchgeführt. Die erhaltenen Werte reichen zum Entwurf eines Schichtlinienbildes (Abb. 5) aus, dem für jede beliebige Orientierung das Verhältnis einer mittleren Schubspannung beim Fließen zu der wirksamen auf dem Gleitsystem entnommen werden kann. In der Oktaederlage ergibt sich als Verhältniszahl 1,05; in der Rhombendodekaederlage 1,15; in der Würfellage 1,94. Die Extremwerte verhalten sich wie 1 : 1,85. Die Unterschiede sind also um etwa 7% größer als bei den Elastizitätsgrenzen (1 : 1,73).

Der Gang der so berechneten Fließspannungen mit der Orientierung entspricht, wie der Vergleich von Abb. 4 und 5 zeigt, qualitativ gut dem Gang der experimentellen Werte. Diese bewegen sich jedoch mit 1 : 2,2 immer noch in etwa 20% weiteren Grenzen als die berechneten Werte. Und zwar sind die Werte für die Oktaederlage verhältnismäßig niedrig gegenüber denen in der Würfellage. Um dies zu veranschaulichen, ist in Tabelle 1 noch das Verhältnis zwischen der Streckgrenze und der berechneten Verhältniszahl gebildet und in Abb. 6 über dem Ab-

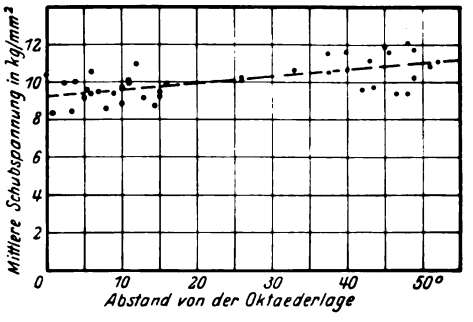


Abb. 6. Mittlere Schubspannung an der Streckgrenze bei Torsionsversuchen an Kristallen einer Aluminiumlegierung.

stand des Kristalls von der Oktaederlage aufgetragen. Diese Werte sollen nach den kristallographischen Überlegungen konstant sein und einen Anhalt für die Größe der wirksamen Schubspannung auf den Gleitsystemen bieten. Abb. 6 zeigt aber einen Anstieg der Werte mit zunehmender Entfernung von der Oktaederlage, und

[1] A. a. O.

[2] G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1011—1026. 1928.

Digitized by Google

zwar von 9,3 kg/mm² in der Oktaederecke bis 11,1 kg/mm² in der Würfelecke.

Eine Erklärung dieses eigenartigen Orientierungseinflusses können nur die besonderen Gleitverhältnisse in den verschiedenen Lagen bieten. Während in der Oktaederlage und ihrer nächsten Umgebung alle in Frage kommenden Gleitbewegungen auf ein und derselben Gleitfläche vor sich gehen, beteiligen sich bei allen anderen Orientierungen mehrere Gleitflächen am Verformungsvorgang. Alle Kristallteilchen gleiten in der Oktaederlage auf der gleichen Gleitfläche, und nur die Gleitrichtung ändert sich in bestimmten, um je 60° gegeneinander versetzten Mantellinien, so daß also im ganzen 3 Gleitsysteme wirksam werden. In der Würfellage dagegen sind Gleitungen auf 4 Systemen möglich, die in Fläche und Richtung verschieden sind. In der Rhombendodekaederlage endlich führt die Rechnung auf die Wirksamkeit von zwei verschiedenen Gleitsystemen. Der Fließwiderstand bei Torsion fällt danach anscheinend um so höher aus, je mehr Gleitflächen an der Verformung beteiligt sind.

Im ersten Fall kann das Zusammenwirken der verschiedenen Gleitbewegungen verhältnismäßig ungestört vor sich gehen. In allen anderen Fällen dagegen greifen mehrere Gleitflächen ineinander[1] und bewirken so nach früheren Erfahrungen erhebliche Widerstandserhöhungen. Bei Zugversuchen liegen in bevorzugten Orientierungen ähnliche Verhältnisse vor. Bei Messingkristallen können dabei die Widerstandserhöhungen 50% und mehr betragen[2]. Bei Zugversuchen an den hier untersuchten Kristallen konnten solche Unterschiede allerdings nicht festgestellt werden[3]. Indes beträgt der Einfluß bei Torsion auch nur etwa 20%, wenn man die Unterschiede der Werte in Abb. 6 als Maß dafür nimmt.

Es zeigt sich also, daß die Orientierungsabhängigkeit des Torsionswiderstandes im großen ganzen den Verlauf aufweist, wie er nach den aus Zug- und Druckversuchen entwickelten Vorstellungen über den Kräftemechanismus bei der Kristallverformung zu erwarten ist. Allerdings bleibt der zusätzliche Orientierungseinfluß in der Größe von 20% noch im einzelnen zu klären.

Was nun den Absolutwert des kristallographischen Torsionswiderstandes anbetrifft, so liegt die Frage nahe, wie er sich zu dem entsprechenden Wert bei den Zugversuchen verhält. Aus Zugversuchen ergibt sich der Wert der wirksamen Schubspannung bei Verformungen, die denen an der Streckgrenze der Torsionsversuche annähernd gleichwertig sind, nach Tabelle 2 zu $9{,}0 \pm 0{,}6$ kg/mm², in guter Übereinstimmung mit unseren früheren Versuchen ($9{,}3 \pm 0{,}7$ kg/mm²). Die Streckgrenze bei Torsion auf einen Mittelwert wirksamer Schubspannung umgerechnet, führte zu Werten zwischen 9,3 und 11,1 kg/mm². Dabei ist die Rechnung auf rein elastizitätstheoretischer Grundlage durchgeführt ohne Berücksichtigung des Umstandes, daß nach Prandtl die wirklichen Spannungen nach dem Einsetzen des Fließens erheblich unter den elastizitätstheoretischen bleiben müssen. Für Kristalle scheint dies jedoch nach solchen kleinen Verformungen, wie sie der Streckgrenze zugrunde gelegt sind, nicht zuzutreffen. Da bei diesen Kristallen anderseits der Einfluß der gegenseitigen Behinderung verschiedener Gleitsysteme offenbar gering ist, erscheint es verständlich, daß bei dem verhältnismäßig einfachen Zusammenwirken der Gleitvorgänge in der Oktaederlage der Widerstand bei Torsion derart orientierter Kristalle nicht erheblich höher ist als bei Zug. In anderen Orientierungen macht sich dann das verschiedenartige Gleiten in den Kristallteilen in einem zusätzlichen Widerstand bis 20% bemerkbar.

[1] Vgl. Abb. 17 bei Gough: A. a. O.

[2] M. Masima und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 50, S. 161 bis 186. 1928.

[3] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 49, S. 480 bis 497. 1928.

Elastizitätskonstanten.

Die Versuche gestatten auch, die Orientierungsabhängigkeit der Elastizitätskonstanten zu übersehen. Entsprechend Abb. 7 ist die spezifische Drillung, d. i. der reziproke Wert des Gleitmoduls, in der Würfellage ($a^2b^2 + b^2c^2 + c^2a^2 = 0$; a, b, c = Richtungskosinus

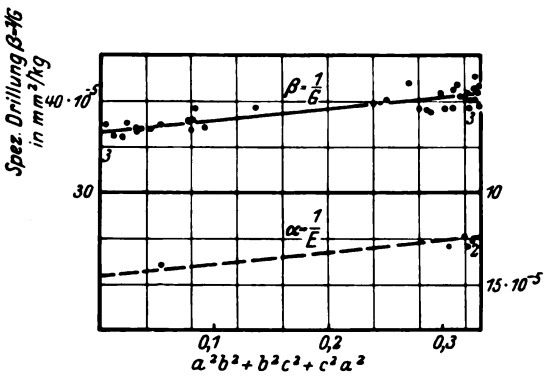


Abb. 7. Orientierungsabhängigkeit der Elastizitätskonstanten von Kristallen einer Aluminiumlegierung.

Stabachse—Würfelkanten) etwa 12% kleiner als in der Oktaederlage ($a^2b^2 + b^2c^2 + c^2a^2 = 0{,}333$). Der Theorie[1] entsprechend steigen die Werte praktisch linear mit der Orientierungsfunktion $a^2b^2 + b^2c^2 + c^2a^2$ an. Der Elastizitätsmodul zeigt in Abb. 7, soweit die wenigen Messungen einen Schluß zulassen, den umgekehrten Gang mit der Orientierung. Dieselbe, aber weit stärkere Orientierungsabhängigkeit der Elastizitätsmoduln, wurde bei den gleichartig kristallisierenden Messingkristallen (regulär-flächenzentriert) gefunden[2]. Die Messungen können daher durch drei Hauptelastizitätsmoduln erfaßt werden:

$$s_{11} = \sim 14{,}7 \cdot 10^{-5}\ \text{mm}^2/\text{kg} = \sim 15 \cdot 10^{-13}\ \text{cm}^2/\text{Dyn},$$
$$s_{12} = \sim 6{,}8 \cdot 10^{-5}\ \text{mm}^2/\text{kg} = \sim 6{,}9 \cdot 10^{-13}\ \text{cm}^2/\text{Dyn},$$
$$s_{44} = \sim 36{,}5 \cdot 10^{-5}\ \text{mm}^2/\text{kg} = \sim 37 \cdot 10^{-13}\ \text{cm}^2/\text{Dyn}.$$

Es gelten dann die Gleichungen:

$$\alpha = \frac{1}{E} = s_{11} - (2s_{11} - 2s_{12} - s_{44})(a^2b^2 + b^2c^2 + c^2a^2),$$

$$\beta = \frac{1}{G} = s_{44} - (4s_{11} - 4s_{12} - 2s_{44})(a^2b^2 + b^2c^2 + c^2a^2).$$

[1] W. Voigt: Kristallphysik, S. 739ff. Berlin und Leipzig 1910.

[2] M. Masima und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 50, S. 161 bis 186. 1928.

Digitized by Google

Mit diesen Hauptelastizitätsmoduln ergibt sich ein Wert der Kompressibilität:

$$3\,(s_{11} + 2\,s_{12}) = 3{,}3\ \mathrm{mm^2/kg},$$

der weit unter dem bekannten Wert für Aluminium ($\sim$13,5 mm²/kg) liegt. Umgekehrt ist es nicht möglich, mit dem experimentellen Wert der Kompressibilität die erhebliche Orientierungsabhängigkeit des Gleit- und Elastizitätsmoduls oder deren Absolutwerte in Einklang zu bringen. Da die gleiche Erscheinung auch schon bei Messingkristallen beobachtet worden ist und ein Fehler im Meßverfahren nicht festgestellt werden konnte, scheint es sich hier um tatsächliche Abweichungen von der Theorie zu handeln.

Für die Unterstützung unserer Untersuchungen sind wir der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaften zu großem Danke verpflichtet.

Festigkeitseigenschaften von Kristallen einer veredelbaren Aluminiumlegierung.

Von **R. Karnop** und **G. Sachs**[1].

Ebenso wie von reinen Metallen lassen sich auch von einphasigen Legierungen einzelne Kristalle nach verschiedenen Verfahren planmäßig herstellen. Selbst die Anwesenheit einer zweiten Kristallart in geringer Menge beeinträchtigt die Kristallausbildung des Hauptbestandteils kaum. Bei der Rekristallisation fördern sogar gewisse Zusätze die Entstehung großer Kristalle.

Legierungen, die bei hohen Temperaturen aus einer Kristallart bestehen, bei niedrigen Temperaturen aber zur Ausscheidung einer zweiten Kristallart neigen, sind in der Regel vergütbar oder veredelbar. Bei Unterdrückung des Ausscheidungsvorganges durch Abschrecken und Auslösung durch Lagern oder gelindes Erwärmen können die Festigkeitseigenschaften in weiten Grenzen verändert werden. Die bekanntesten Beispiele hierfür bieten die vergütbaren Aluminiumlegierungen. Daß die Eigenschaftsänderungen an den Ausscheidungsvorgang gebunden sind, ist durch zahlreiche Untersuchungen sichergestellt; jedoch ist es bisher nicht gelungen, die Veredelung mit dem Ablauf der Ausscheidung zu koppeln.

Auch von solchen Legierungen lassen sich, wie im folgenden gezeigt wird, äußerlich einheitliche Kristalle herstellen, die die Fähigkeit zur Vergütung besitzen[2]. Die veredelten Kristalle verhalten sich bei mechanischer Beanspruchung nicht wesentlich anders als Kristalle anderer Aluminiumlegierungen[3].

Herstellung einzelner Kristalle.

Es wurde zunächst versucht, von drei Legierungen (99% Al, 0,5% Mg — 95% Al, 5% Cu — 94% Al, 0,5% Mg, 5% Cu)[4] Kristalle in ähnlicher Weise wie bei technisch reinem Aluminium[5] zu züchten. 15 cm lange Stücke von gezogenem Draht von 3 mm Durchmesser wurden zunächst bei 525° 6 St. und bei 300° 1 St. geglüht, nach langsamer Abkühlung um 1 bis 3% in einer Zerreißmaschine gereckt und innerhalb 6 Tagen von 450 auf 515° C erhitzt. Die Legierung mit 5% Cu[1] bildete nach 1,5% Dehnung durchweg Kristalle, welche die Stablänge (150 mm) zum größten Teil einnahmen. Oberflächlich waren kleine Kristalle zurückgeblieben, die durch Abätzen beseitigt wurden.

Bei den anderen beiden Legierungen entstanden auf diese Weise nur etwa 1 cm lange Kristallstücke. Die Legierung mit 0,5% Mg neigte schon bei der ersten Glühbehandlung zur Ausbildung großer Kristalle, besonders auch bei Verwendung dünner Drähte von 1 mm Durchmesser.

Die Orientierungsbestimmung wurde an Hand von Laue-Aufnahmen (senkrecht zur Stabachse) vorgenommen[2]. Eine Feststellung der Orientierung an Hand der Ätzreflexe war nicht möglich, da eine genügend glänzende Ätzung nicht erzielt werden konnte. Die Kristalle bevorzugten die Würfeldiagonale als Wachstumsrichtung und mieden die Würfelflächendiagonale (vgl. Abb. 1).

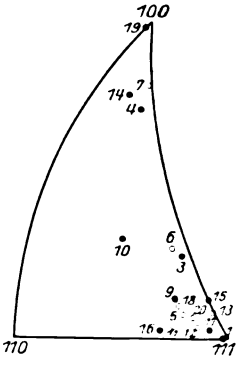


Abb. 1. Orientierung der untersuchten Kristalle. • Veredelt. o Geglüht.

Der größte Teil der Kristalle wurde durch Abschrecken von 525° ($^1/_2$ St.) in Wasser von Raumtemperatur und Anlassen auf 100° ($^1/_2$ St.) in einen Zustand gebracht, der nach Versuchen an feinkristallinem Draht hohe Festigkeit und Dehnung aufwies. Die übriggebliebenen Kristalle waren nach dem Glühen bei 525° langsam im Ofen erkaltet, der noch 1 St. auf 300° gehalten wurde. Die wichtigsten Daten der untersuchten Kristalle gibt Tabelle 1 wieder.

Der Verformungsvorgang.

Die Kristallstäbe wurden Zerreißversuchen unterworfen und bei verschiedenen Belastungen der größte und kleinste Durchmesser an 1 bis 2 Stellen mit Hilfe einer Mikrometerschraube gemessen.

Dieses Verfahren gibt schon einen gewissen Einblick in den Verformungsmechanismus. Solange nämlich einfache Gleitung auf einem Gleitsystem stattfindet (nach

---

[1] Original: Z. Phys. Bd. 49, S. 480—497. 1928.

[2] G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 18, S. 209—212. 1926.

[3] C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 112, S. 289—296. 1926; (A) Bd. 115, S. 133—147. 1927.

[4] Den Dürener Metallwerken sind wir für die bereitwillige Herstellung der benötigten Legierungen zu besonderem Danke verpflichtet.

[5] H. C. H. Carpenter und C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 100, S. 329—353. 1921; R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 42, S. 283—301. 1927.

[1] Genaue Zusammensetzung: 5,01% Cu, 0,35% Si, 0,37% Fe, Rest Al.

[2] E. Schiebold und G. Sachs: Z. Krist. Bd. 63, S. 34 bis 48. 1926.

Digitized by Google

Tabelle 1. Kennziffern von Kristallen einer veredelbaren Aluminiumlegierung.

Zustand	Nr.	Winkel der Stabachse zu den Würfelkanten α_1	α_2	α_3	Streckgrenze: Zugspannung s_s kg/mm²	τ/s	Schubspannung τ_s kg/mm²	Höchstlast σ_B kg/mm²	Gleichmäßige Querschnittsverminderung q_A %	Gleichmäßige Dehnung δ_A %	Trennspannung: Reißfestigkeit s_b kg/mm²	τ/s	Schubspannung τ_b kg/mm²	Winkel der Bruchfläche zur Stabachse	Bemerkungen
Veredelt (abgeschreckt von 525° in H_2O; angelassen 100° $^1/_2$ St.)	1	54	54	56	34,4	0,286	9,8	45,6	7,2	8	49,2	0,291	14,3	—	Zusammengesetzte Bruchfläche
	3	36	64	67	22,5 ?	0,399	8,9	35,4	12,3	14	41,4	0,400	16,6	42	
	4	12	80	83	18,8	0,462	8,7	33,6	13,2	15	38,7	0,454	17,6	46	
	9	43	57	66	24,5	0,400	9,8	41,1	12,6	14	47,0	0,371	17,4	42	
	10	31	62	77	20,2	0,482	9,7	36,7	10,4	11[5]	40,9	0,461	18,9	40[5]	
	14	10	81	86	18,0	0,462	8,3	33,0	16,3	19	39,4	0,453	17,8	48	
	15	46	60	60	25,0	0,340	8,5	42,0	6,7	7	44,9	0,347	15,6	43	
	16	47	50	68	22,2	0,400	8,9	38,0	20,7	26	47,9	0,364	17,4	37	Zusammengesetzte Bruchfläche Fließkegel
	17	51	54	59	31,0	0,320	9,4	43,1	9,0	10	48,5	0,312	15,2	—	
	19	1	89	90	24,0	0,418	10,1	36,9	16,0	19	43,8	0,436	19,1	—	
							$9,3 \pm 0,7$								
	Haufwerk	—	—	—	13,8	—	—	33,3	16,6	20	—	—	—	—	
	do.	—	—	—	14,8	—	—	33,5	16,7	20	—	—	—	—	
Geglüht (300° 1 St.)	5	46	55	64	6,4	0,380	2,4	22,2	11,1	13	—	—	—	45[5]	
	6	35	64	69	4,0	0,433	1,9	19,7	13,9	16	—	—	—	48	
	7	9	83	84	3,2	0,452	1,5	17,5	9,2	10	—	—	—	—	Fließkegel
	11	48	52	66	5,4	0,378	2,2	21,6	14,3	17	—	—	—	43	
	12	51	53	60	7,2	0,325	2,5	23,4	10,8	12	—	—	—	44	
	13	49	57	59	5,4	0,328	1,9	23,6	11,2	13	—	—	—	46	
	18	44	55	66	3,2	0,404	1,6	21,9	14,7	17	—	—	—	45	
	20	48	55	63	4,2	0,365	1,5	23,3	10,1	11	—	—	—	45	
							$1,9 \pm 0,4$								
	Haufwerk	—	—	—	4,4	—	—	20,6	11,7	13	—	—	—	—	

Taylor und Elam[1] ist die Gleitfläche eine Oktaederfläche [111] und die Gleitrichtung eine Würfelflächendiagonale [110]), muß sich ein Kristallstab im allgemeinen in einer Richtung verbreitern[2]. Im vorliegenden Falle war allerdings eine genaue Beurteilung dadurch beeinträchtigt, daß die Kristalle keinen runden, sondern einen annähernd elliptischen Querschnitt (bis 2% Unterschied) hatten. Auch erfolgte anfänglich bei den nahezu elastischen Beanspruchungen eine Dickenabnahme in allen Richtungen um einige $^1/_{1000}$ mm. Trotzdem konnte bei Kristallen solcher Orientierungen, die sich theoretisch am stärksten verbreitern mußten, die zu erwartende Verbreiterung festgestellt werden. Es sind dies die Kristalle im Mittelfeld, besonders 16 und 9 in Abb. 1, bei denen Durchmesserverbreiterungen von 0,3 bis 0,4% beobachtet wurden. Bei anderen Orientierungen sind die Verbreiterungen auch bei reinem Aluminium gering oder negativ[3]. Die veredelten Kristalle verhalten sich also darin ganz ähnlich wie Aluminiumkristalle.

Gleitlinien ließen sich bei gedehnten Stäben nicht mit Sicherheit nachweisen. Erst nach dem Bruch waren, wie z. B. Abb. 2 zeigt, bei einigen Stäben in der Nähe der Bruchstelle zwei Streifensysteme zu erkennen. Sie waren jedoch so unvollkommen, daß eine Vermessung unmöglich war.

Die Orientierung einiger Kristalle nach dem Bruch wurde an Hand von Drehaufnahmen (Abb. 3 bis 6) bestimmt. Und zwar wurden zwei Kristalle gewählt, deren Stabachsen bei dem bekannten Gleitmechanismus des Aluminiums (zunächst Orientierungsänderung bis zur Grenze des sphärischen Dreiecks (Abb. 1) auf die Gleitrichtung [101], dann auf der Grenzlinie auf die [211]-Richtung hin)[1] in die Nähe wichtiger Kristallrichtungen kommen mußten. Und zwar Kristall 3 nach [211], Kristall 4 nach [511]. Die entsprechenden Drehaufnahmen (Abb. 3 und 4) zeigen, daß die Kristalle tatsächlich fast genau diese Lagen angenommen haben. In Abb. 7 sind die aus den Röntgenaufnahmen ermittelten Lagen den berechneten gegenübergestellt. Ferner wurden zwei Kristalle untersucht, bei denen von vornherein Abweichungen vom üblichen Gleitmechanismus zu erwarten waren. Diese Kristalle 19 und 1 hatten hochsymmetrische Orien-

Abb. 2. Andeutungen von Gleitlinien bei einem zerrissenen Kristall. Viermal vergrößert.

[1] G. J. Taylor und C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 102, S. 643—667. 1923; (A) Bd. 108, S. 28—51. 1925.

[2] H. Mark, M. Polanyi und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 12, S. 58—116. 1922; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 103—115. 1927.

[3] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 139. 1927.

[1] G. I. Taylor und C. F. Elam: A. a. O.

Digitized by Google

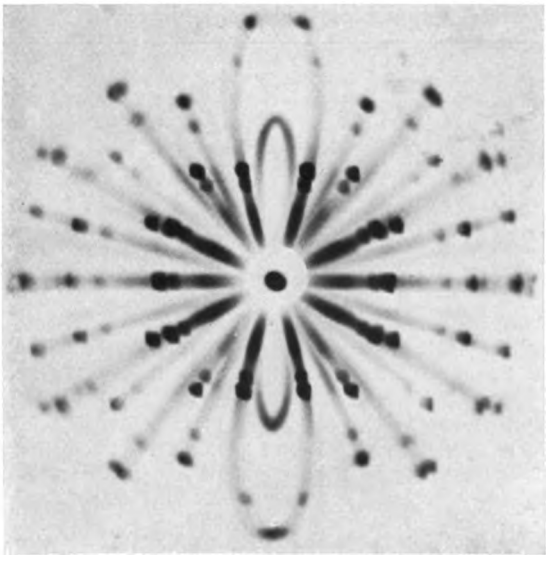


Abb. 3. Kristall 3: Stabachse nahe [211].

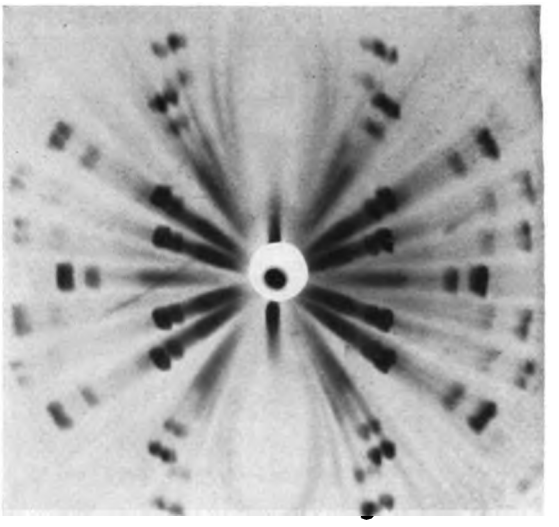


Abb. 5. Kristall 19: Stabachse nahe [100].

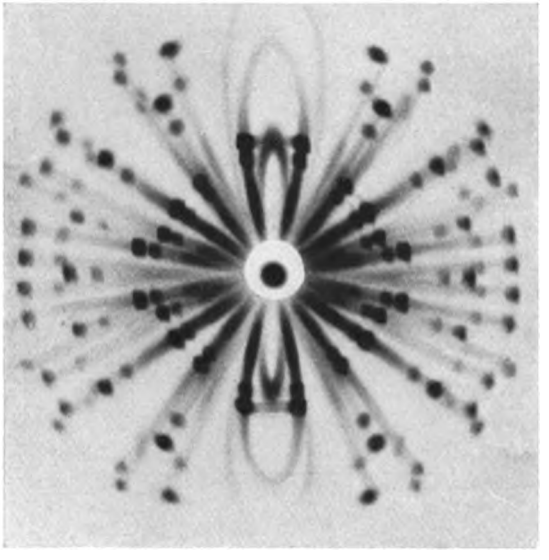


Abb. 4. Kristall 4: Stabachse nahe [511].

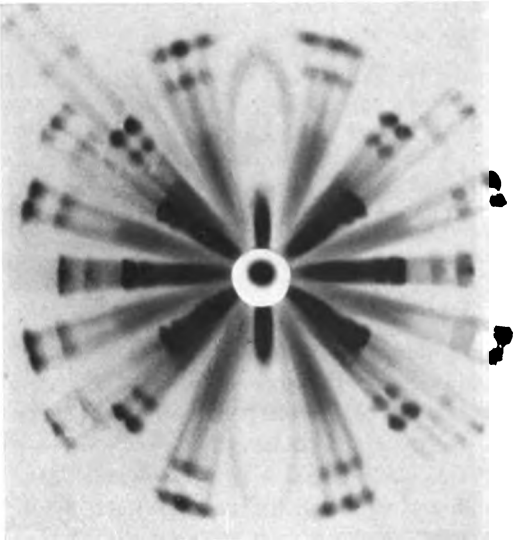


Abb. 6. Kristall 1: Stabachse nahe [111].

Abb. 3 und 4. Drehaufnahmen von zerrissenen Kristallen einer Aluminiumlegierung.

Abb. 5 und 6. Drehaufnahmen von zerrissenen Kristallen einer Aluminiumlegierung.

tierungen nahe der Würfelkante [100] und der Würfeldiagonalen [111]; sie behielten beim Zerreißversuch einen nahezu runden Querschnitt bei; und nach den Erfahrungen an Aluminium[1] konnten bei solchen Kristallen leicht mehrere Gleitsysteme wirksam gewesen sein. Dies führt aber dazu, daß die Orientierung solcher Kristalle sich beim Versuch wenig ändert, was in der Tat durch die Drehaufnahmen (Abb. 5 und 6) bestätigt wird. Die Stabachse des Kristalls 19 liegt nach dem Bruch etwa 4° von [100] entfernt nach [111] hin, diejenige des Kristalls 1 höchstens 2° von [111] ab. Dabei weichen die Kristalle allerdings, wie Abb. 7 zeigt, auch gar nicht sehr weit im erwarteten Sinne von den aus dem strengen Gleitmechanismus heraus berechneten Lagen ab.

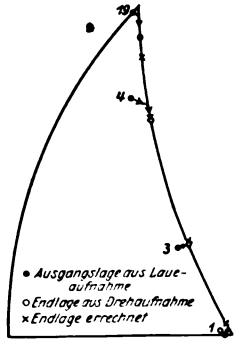


Abb. 7. Orientierungsänderungen von Kristallen einer Aluminiumlegierung beim Zerreißversuch.

Eine besondere Stütze für die Übereinstimmung der Gleitelemente der Legierungskristalle mit denen von Aluminium bieten außerdem die Spannungsverhältnisse.

Der Fließbeginn.

In Abb. 8 ist der Spannungsverlauf der veredelten Kristalle in Abhängigkeit von der Querschnittsverminderung aufgetragen. Das Fließen setzt nach geringen elastischen Verformungen ziemlich plötzlich ein[1]. Die Zugspannung an dieser Streckgrenze liegt zwischen 18 und 36 kg/mm² und ist nach Abb. 9 und 10 eine Funktion der Orientierung, und zwar ganz so, wie es bei konstanter Schubspannung auf der Gleitfläche des Alu-

[1] R. Karnop und G. Sachs: A. a. O.

[1] Der allmähliche Übergang bei einigen Kristallen ist vermutlich auf Störungen zurückzuführen (vgl. G. Sachs und H. Shoji: Z. Phys. Bd. 45, S. 776–796. 1927). Er wurde, wie Abb. 8 zeigt, durch einen scharfen Knick wie bei den andern Kristallen ersetzt.

Digitized by Google

miniums (Oktaederfläche) in der Gleitrichtung (Flächendiagonale) zu erwarten ist (Winkel: Stabachse—Gleitflächennormale = φ, Stabachse — Gleitrichtung = ϱ).

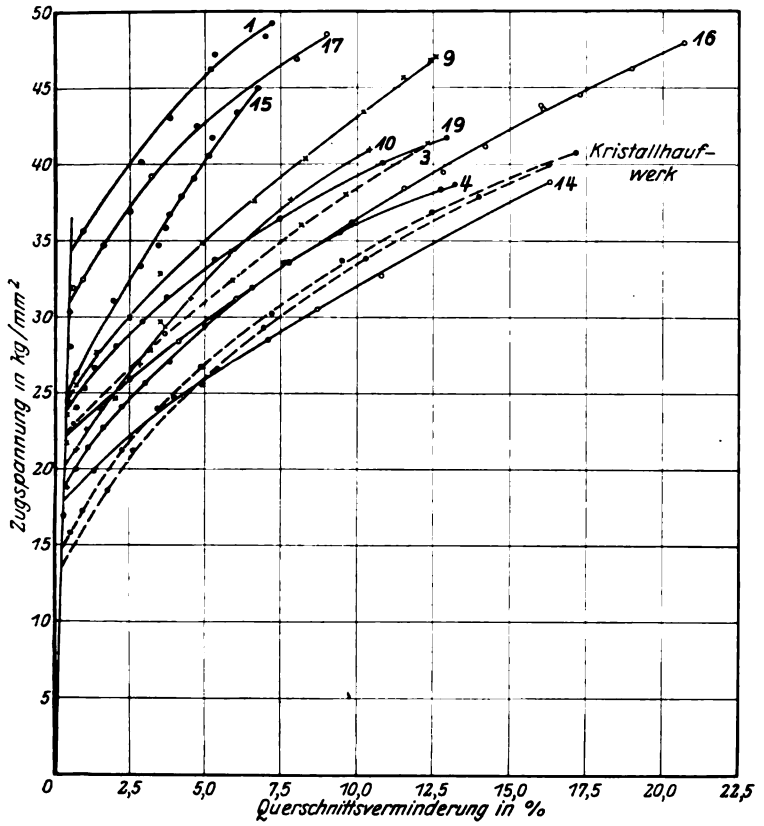
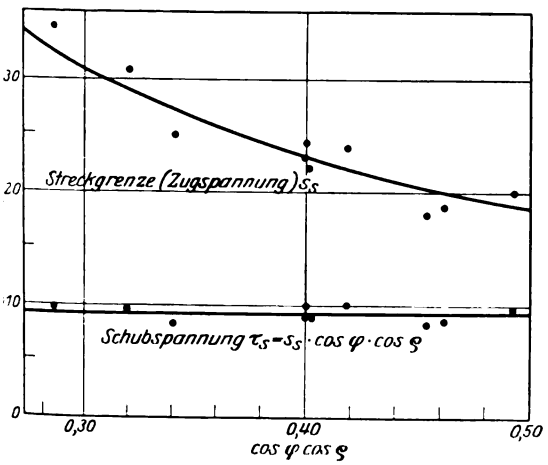


Abb. 8. Spannung-Querschnittsverminderungskurven von Kristallen einer Aluminiumlegierung in veredeltem Zustande.



(ϱ = Winkel der Stabachse zur Gleitrichtung.)
(φ = Winkel der Stabachse zur Gleitflächennormale.)

Abb. 10. Abhängigkeit der Streckgrenze von Kristallen einer veredelten Aluminiumlegierung von der Orientierung.

Die mittlere Abweichung vom Mittelwert 9,3 kg/mm² beträgt ±8%, die größte —11%. Für die veredelten Kristalle gilt also mit guter Annäherung das von Schmid[1] an Zink und Wismut nachgewiesene Grundgesetz der Kristallverformung, daß die „wirksame" Schubspannung (auf der Gleitfläche in der Gleitrichtung) unabhängig von der Orientierung ist.

Bei den unveredelten Kristallen war die Orientierungsmannigfaltigkeit verhältnismäßig gering (vgl. Abb. 1). Die Verformungskurven (Abb. 11) fallen daher viel dichter zusammen als bei den veredelten Kristallen. Die Streckgrenze ist auch bei ihnen ausgesprochen, liegt aber mit etwa 4 bis 8 kg/mm² ziemlich niedrig. Die Streuung ist dabei im Mittel über ±20% und wird auch bei Umrechnung auf wirksame Schubspannungen nicht kleiner.

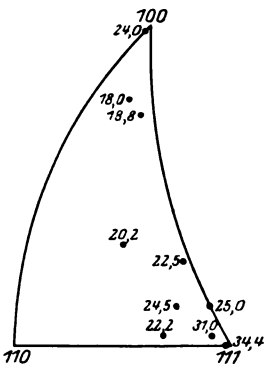


Abb. 9. Streckgrenze (in kg/mm²) von Kristallen verschiedener Orientierung einer veredelten Aluminiumlegierung.

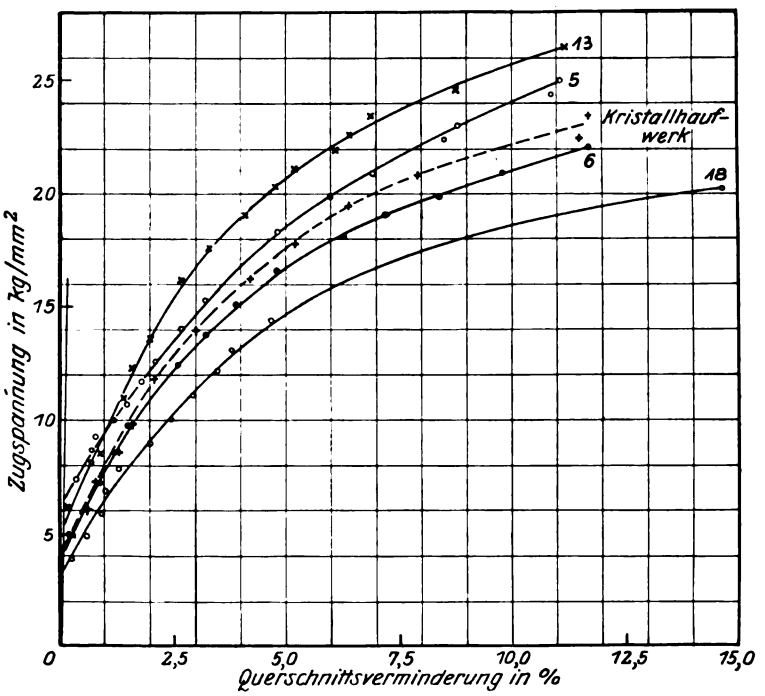


Abb. 11. Spannung-Querschnittsverminderungskurven von Kristallen einer Aluminiumlegierung (geglüht).

Die Verformungskurven.

Unter der Annahme, daß der Gleitmechanismus der veredelten Kristalle der gleiche ist wie bei Aluminium, lassen sich die Zugspannungen und Querschnittsver-

[1] E. Schmid: Proc. Int. Congress Applied Mechanics Delft 1925, S. 342—353; P. Rosbaud und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 32, S. 197—225. 1925; M. Georgieff und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 36, S. 759—774. 1926.

Digitized by Google

minderungen auf dem früher[1] entwickelten Wege in Schubspannungen und Abgleitungen umrechnen. Die auf diese Weise gewonnenen Kurven (Abb. 12) zeigen eine wesentlich geringere Streuung als die technologischen

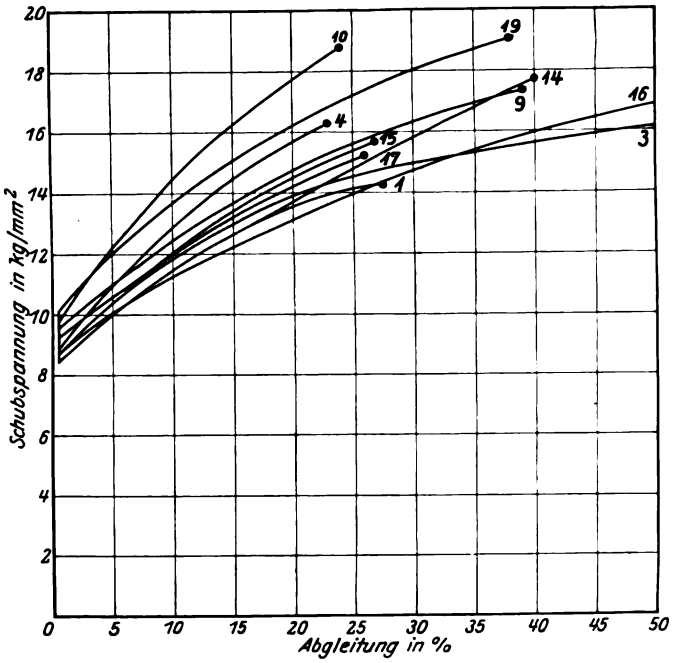


Abb. 12. Schubspannung-Abgleitungskurven von Kristallen einer Aluminiumlegierung in veredeltem Zustande.

Kurven (Abb. 8). Sie verlaufen innerhalb eines Streuungsgebietes, das mit ±15% Abweichung von einer mittleren Kurve von gleicher Größenordnung ist wie für die Schubspannung an der Streckgrenze (±8%) und nicht wesentlich über die zufälligen Abweichungen gleichorientierter Kristalle hinausgeht. Die technologischen Kurven gehen dagegen etwa ±25 bis 50% auseinander.

Festigkeit und Dehnung.

Die Festigkeiten und Dehnungen der untersuchten Kristalle sind in Tabelle 1 zusammengestellt und die Werte der veredelten Kristalle in Abb. 13 und 14 eingetragen. Die Dehnungswerte bewegen sich zwischen 7 und 26% und streuen erheblich, im großen ganzen liegen sie für Kristalle mit großer Festigkeit verhältnismäßig niedrig.

Die Festigkeit der vergüteten Kristalle (Abb. 13) zeigt einen ähnlichen Gang mit der Orientierung wie die Streckgrenze (Abb. 9) ändert sich aber nur im Verhältnis 1 : 1,4 (33,0 bis 45,6 kg/mm²). Die geringere Orientierungsabhängigkeit gegenüber der Festigkeit von Aluminiumkristallen[1] erklärt sich daraus, daß bei den veredelten Kristallen der Bruch durch einen bisher noch nicht bekannten Umstand ziemlich plötzlich eintritt. Bei Aluminiumkristallen hängt dagegen die Festigkeit mit dem Verlauf der Spannung während der Verformung eng zusammen und läßt sich sogar rechnerisch erfassen[2].

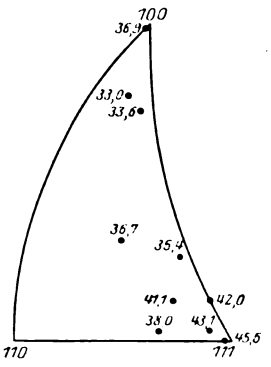


Abb. 13. Festigkeit (in kg/mm²) von Kristallen verschiedener Orientierung einer veredelten Aluminiumlegierung.

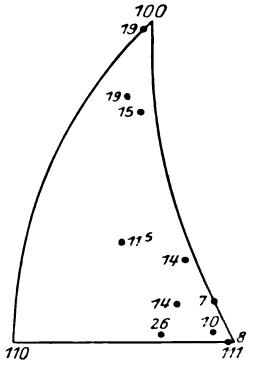


Abb. 14. Höchstlastdehnung (in %) von Kristallen verschiedener Orientierung einer veredelten Aluminiumlegierung.

Der Bruch.

Eine vollständige Klärung des Bruchvorganges ist bisher nicht gelungen.

Die Bruchausbildung der einzelnen Kristalle ist, wie Abb. 15 zeigt, von ihrer Orientierung abhängig. Bei mittleren Orientierungen tritt, ähnlich wie bei den von Elam[3] untersuchten Aluminium-Zink-Kristallen, eine einzige, ziemlich glatte Bruchfläche auf. Bei den unver-

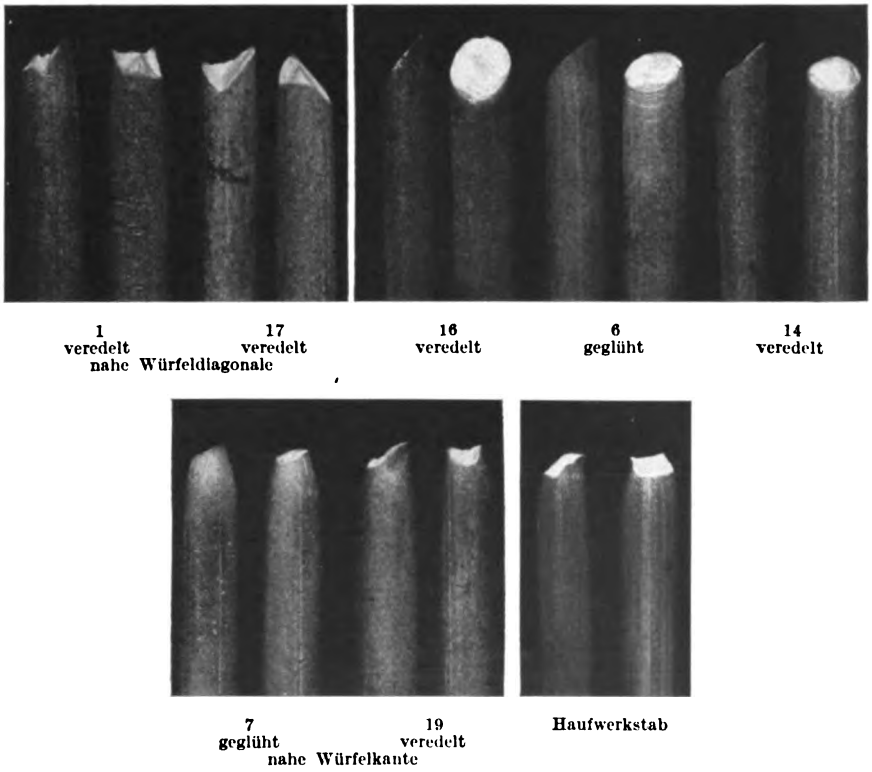


Abb. 15. Bruchausbildung von Kristallen einer veredelbaren Aluminiumlegierung. 2,5mal vergrößert.

[1] Frhr. v. Göler und G. Sachs: A. a. O.; R. Karnop und G. Sachs: A. a. O.

[1] R. Karnop und G. Sachs: A. a. O.

[2] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. techn. Phys. Bd. 8, S. 586—594. 1927.

[3] C. F. Elam: A. a. O.

Digitized by Google

edelten Kristallen war die Neigung dieser Bruchfläche durchschnittlich 45°; die Einzelwerte schwankten ohne ersichtliche Gesetzmäßigkeit zwischen 43 und 48° (vgl. Tabelle 1). Bei den veredelten Kristallen zeigt die Neigung der Bruchfläche zur Stabachse nach Abb. 16 einen systematischen Gang mit der Orientierung. Mit Ausnahme der beiden in Abb. 16 eingeklammerten Kristalle scheint dabei die Bruchfläche einem Gleitliniensystem parallel zu verlaufen (vgl. Abb. 2); die Neigung der Bruchfläche ergibt sich aber für diese Kristalle um etwa 10° flacher als die Neigung der Gleitfläche. Bei den beiden in Abb. 16 eingeklammerten Kristallen nimmt die Bruchfläche eine ganz andere Lage ein als die Gleitfläche, die bei diesen Kristallen verhältnismäßig steil liegt.

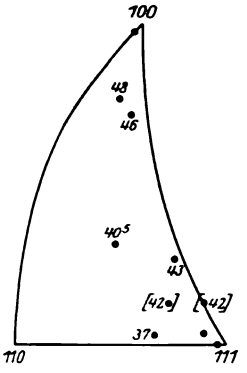


Abb. 16. Neigung der Bruchfläche zur Stabachse bei verschieden orientierten Kristallen einer veredelten Aluminiumlegierung.

Bei Kristallstäben, die nahezu nach einer Würfeldiagonale orientiert sind, setzt sich der Bruch, wie Abb. 15 zeigt, aus mehreren fast ebenen Flächen zusammen. Die Neigung dieser Flächen zueinander läßt jedoch ebenfalls keine Rückschlüsse zu, ob wir es hier mit wirklichen Kristallflächen zu tun haben. Kristalle,

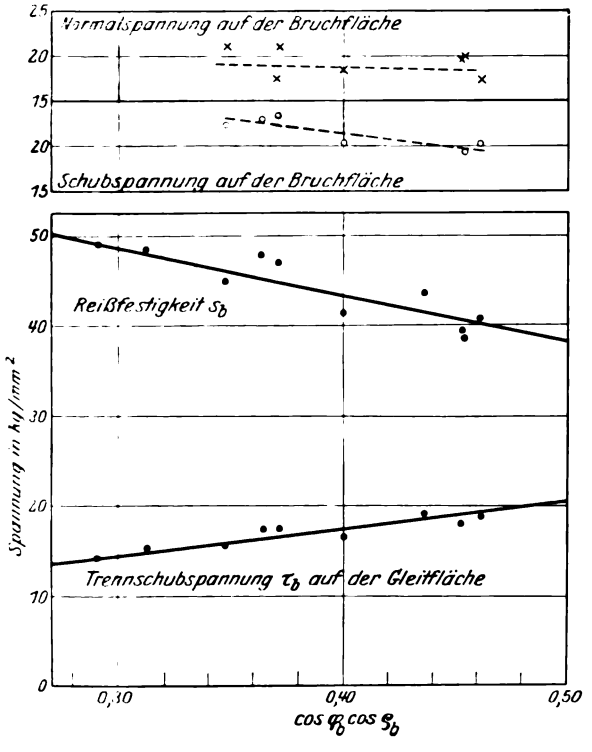


Abb. 17. Trennspannungen von Kristallen einer veredelten Aluminiumlegierung.

deren Stabachse nahe einer Würfelkante liegt, zeigen keine glatten Trennungsflächen, sondern ziehen sich ähnlich wie Haufwerkstäbe zu einem deutlichen Fließkegel aus.

Die Kräfteverhältnisse beim Bruch veranschaulicht Abb. 17. Da der Bruch unter geringem Lastabfall ziemlich plötzlich erfolgt, kann die im Augenblick der Höchstlast getragene Spannung wohl als Reißfestigkeit angesprochen werden. Diese ist in systematischer Weise von der Orientierung abhängig. Berechnet man hieraus nun etwa die Schubspannung auf der Gleitfläche, so ist diese in umgekehrter Weise von der Orientierung abhängig. In noch stärkerem Maße gilt dies für die Normalspannung auf der Gleitfläche. Die Schubspannung auf der gemessenen Bruchfläche anderseits ist in ähnlicher Weise von der Orientierung abhängig wie die Reißfestigkeit, und nur die Normalspannung auf der Bruchfläche zeigt keinen Gang mit der Orientierung. Die Übereinstimmung dieser Werte ist aber nicht gut genug, um hieraus den Schluß ziehen zu können, daß allein die Größe der Normalspannung in der Bruchfläche für den Bruchvorgang maßgebend ist.

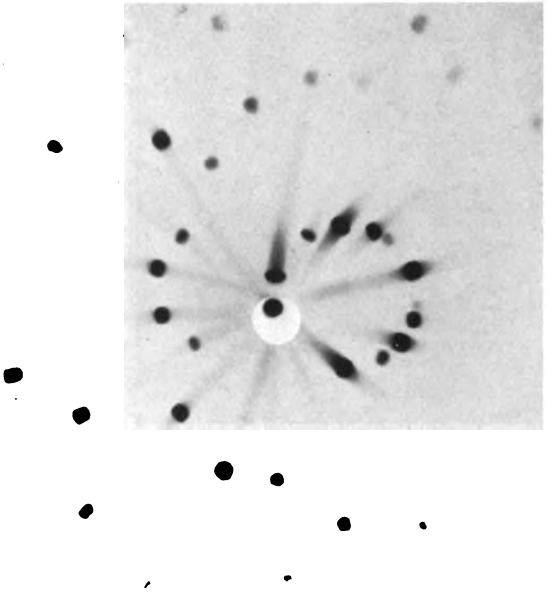


Abb. 18. Veredelt (abgeschreckt von 525° in H_2O; angelassen 100°, 1/2 St.).

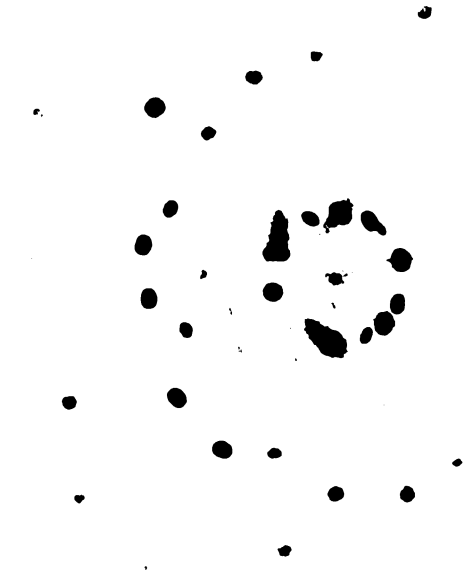


Abb. 19. Geglüht (400°, 1/2 St.; 300°, 1/2 St.).

Abb. 18 und 19. Laue-Aufnahmen eines Kristalls einer Aluminiumlegierung in veredeltem und geglühtem Zustande.)

Digitized by Google

Einfluß der Veredelung.

Die Laue-Aufnahmen von veredelten und unveredelten Kristallen unterscheiden sich, wie Abb. 18 und 19 zeigen, nur sehr wenig voneinander. Beim geglühten Kristall ist allerdings die Begrenzung der Laue-Flecken schärfer, der Asterismus geringer. Daraus läßt sich aber nur entnehmen, daß das an sich niemals vollkommen einwandfreie Gitter von Metallkristallen bei diesen Legierungen durch den Vergütungsvorgang in geringem Maße unregelmäßig verzerrt wird. Diese Feststellung will wenig besagen, da der gleiche Effekt z. B. auch bei geringen Verformungen der Kristalle entsteht. Ob irgendwelche, für die Veredelung kennzeichnenden Gitteränderungen eintreten, kann nur auf Grund von sehr verfeinerten Röntgenverfahren festgestellt werden.

Geglüht (bei 340° rekr.). Veredelt (bei 470° rekr.).

Abb. 20. Rekristallisation einzelner Kristalle einer Aluminiumlegierung. (Dehnung ~ 10%.) 2,5mal vergrößert. Geätzt abwechselnd mit 50% HCl und 50% HNO_3.

Sehr bedeutend sind dagegen die Veränderungen der Festigkeitseigenschaften durch die Vergütung. Besonders die Schubspannung an der Streckgrenze wird von etwa 2 auf 9,5 kg/mm², also fast auf den fünffachen Wert, erhöht. Die Trennspannung beim Bruch steigt von 20 bis 25 kg/mm² auf 40 bis 50 kg/mm². Die Dehnung schließlich wird wenig geändert, so daß also die Vergütung tatsächlich ihrem Namen entsprechend eine wesentliche Steigerung der Belastbarkeit in der Technik zur Folge hat, ohne daß dadurch der in der Dehnung liegende Sicherheitsfaktor in Anspruch genommen wird.

Schließlich wurde noch der Einfluß der Veredelung auf das Rekristallisationsvermögen untersucht. Einige zerrissene und dabei um 7 bis 20% gedehnte Kristalle wurden stufenweise auf wachsende Temperatur gebracht. Die veredelten Kristalle rekristallisierten erheblich später und zerfielen, wie Abb. 20 zeigt, in wesentlich größere Kristalle als die unveredelten. Im Vergleich zu reinem Aluminium[1] zeigt sich, daß die veredelten Kristalle mit 450 bis 470° bei etwas niedrigeren Temperaturen rekristallisieren als Kristalle von Aluminium, die unveredelten aber mit 330 bis 340° ein stärkeres Rekristallisationsvermögen aufweisen als feinkristallines Aluminium.

Die veredelten Kristalle verhalten sich also in bezug auf ihre Rekristallisation wie einwandfreie Kristalle. Bei den geglühten Kristallen müssen dagegen Störungen des einfachen Gleitvorganges vorliegen, wie sie z. B. auch beim Ziehen von Kristallen durch eine Düse eintreten[1]. Es liegt nahe, den Grund für diese Störungen in den Ausscheidungen zu suchen, welche bei der Verformung zu örtlichen Unregelmäßigkeiten im Kristallgitter und damit zu einem erhöhten Rekristallisationsbestreben führen.

Nach allgemeiner technologischer Erfahrung haben nun solche Störungen sowohl eine Erhöhung der Widerstandswerte (Streckgrenze, Festigkeit) als auch des Rekristallisationsbestrebens zur Folge. Bei den veredelten Kristallen ist jedoch der hohe Verformungswiderstand mit einem geringen Rekristallisationsbestreben verbunden. Dies legt den Schluß nahe, daß die Störungen durch erfolgte Ausscheidung nur gering sein können, auch wenn diese in besonders feiner Form vor sich gegangen sind. Eine solche „kritische Dispersion" wird aber vielfach für die Veredelung verantwortlich gemacht. Falls dieser Ausdruck jedoch mehr aussagen soll, als daß die Veredelung mit der Übersättigung und dem dadurch bedingten Ausscheidungsbestreben verbunden ist, entbehrt er bisher einer experimentellen Begründung.

Die Versuche sprechen vielmehr dafür, daß die große Härte des veredelten Materials an einen besonderen Zwangszustand des Kristallgitters gebunden ist, der sich vor und während der eigentlichen Ausscheidung einstellt[2]. Ein solcher Zwangszustand ist ja bei Stahl im Martensit erkannt worden[3]. Die Härtung durch Abschrecken und Anlassen wäre danach — ebenso wie die Härtung durch Legierung — als eine besondere physikalische Erscheinung anzusprechen. Ihre wirkliche Aufklärung werden beide erst finden, wenn nähere Vorstellungen über die Bindungskräfte in Metallgittern entwickelt worden sind.

Kristalle und Kristallhaufwerk.

Zum Vergleich mit den Kristallen wurden einige bei 525° $^1/_2$ St. ausgeglühte und danach ebenso

[1] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 42, S. 283 bis 301. 1927.

[1] R. Karnop und G. Sachs: A. a. O.

[2] Vgl. P. Ludwik: Z. V. d. I. Bd. 70, S. 380. 1926; sowie die eingehenden Untersuchungen von W. Fraenkel und seinen Mitarbeitern, z. B. Z. Metallkunde Bd. 18, S. 189 bis 192. 1926. Diese Auffassung wird durch eine soeben erschienene Untersuchung von P. Chevenard und A. Portevin (Comptes Rendus Bd. 186, S. 144—146. 1928) gestützt. Danach geht die Härtesteigerung beim Anlassen nicht der Ausscheidung von $CuAl_2$ parallel, die mit Volumenvergrößerung verbunden ist, sondern einer Volumenverminderung, deren Ursache nicht festgestellt ist.

[3] Die Modifikationsänderung beim Stahl hat an sich nichts damit zu tun, daß der Martensit einen unbeständigen Zustand des α-Eisens darstellt. Eine geringe Lösungsfähigkeit für Kohlenstoff besitzt wahrscheinlich auch α-Eisen (vgl. G. Masing und L. Koch: Wiss. Ver. Siemens-Konzern Bd. 8, S. 202—210. 1927).

Digitized by Google

wie die Kristalle behandelte feinkristalline Stäbe untersucht.

Die Verformungskurve des unveredelten Haufwerkstabes verläuft nach Abb. 11 mitten zwischen denen der Kristalle. Im Gegensatz zu reinem Aluminium[1] — und noch viel mehr zum hexagonal kristallisierenden Zink[2] — ist danach der Unterschied im Verformungswiderstand der Kristalle und des Kristallhaufwerkes gering.

Beim veredelten Material liegen sogar, wie Abb. 8 zeigt, die Kurven der Haufwerkstäbe unter denen der Kristalle, besonders im Gebiet der Streckgrenze. Diese Erscheinung kann nur dadurch erklärt werden, daß der Veredelungseffekt aus irgendeinem Grunde bei den Kristallen größer ausfällt als beim Kristallhaufwerk. Die hohen Festigkeitswerte, die hier für Kristalle mitgeteilt sind, überschreiten auch die sonst bekannten Werte für vergütete (und nicht nachträglich kaltverformte) Aluminiumlegierungen.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind wir für die großzügige Unterstützung unserer Untersuchungen zu besonderem Dank verpflichtet.

[1] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 139. 1927.

[2] M. Polanyi und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 32, S. 684 bis 712. 1925.

Untersuchungen an Kristallen von β-Messing.

Von Frhrn. v. Göler und G. Sachs[1].

Die Legierungsreihe Kupfer—Zink weist zwischen 50 und 54 Gew.-% Kupfer intermediäre Mischkristalle auf, die als Basis der zinkreichsten, technisch viel verwendeten Messinge erhebliches Interesse gefunden haben. Diese Kristallart β besitzt wie Eisen und Wolfram ein regulär-körperzentriertes Gitter, während Kupfer und die kupferreichen Messinge sowie die meisten anderen Gebrauchsmetalle und -legierungen regulär-flächenzentriert kristallisieren.

Ähnlich wie bei Eisen der A_2-Punkt (760°) ist auch bei β-Messing eine „Umwandlung" festgestellt, deren Natur nicht geklärt ist[2]. Beim Erwärmen beobachtet man anormale Veränderungen des Wärmeinhaltes, des Volumens, der elektrischen Leitfähigkeit und anderer Eigenschaften, die bei etwa 300° allmählich auftreten und bei 450 bis 470° ihren höchsten Wert und zugleich ihre obere Grenze erreichen[3].

Aus der Erstreckung über einen größeren Temperaturbereich geht hervor, daß es sich dabei jedenfalls nicht um eine allotrope Umwandlung im gewöhnlichen Sinne handeln kann. Außerdem ergaben auch Pulveraufnahmen von Phillips und Thelin[4] bei verschiedenen Temperaturen, sowie von Owen und Preston[5] an abgeschreckten und langsam abgekühltem Material stets das gleiche Gitter[6].

Bei Eisen ist ebenfalls sowohl durch Pulver-[1] als auch durch Laue-Aufnahmen[2] bei hohen Temperaturen nachgewiesen worden, daß bei Durchschreitung der A_2-Umwandlung keine Gitteränderung eintritt.

Die vorliegende Mitteilung beabsichtigt, unsere Kenntnisse über das Verhalten von β-Messing in einigen Punkten zu vervollständigen. An Hand von Laue-Aufnahmen an einzelnen Kristallen bei verschiedenen Temperaturen wird der Zusammenhang zwischen dem Temperatureffekt bei Röntgenaufnahmen und den Rekristallisationserscheinungen erörtert. Ferner werden durch Dehnungsversuche an einigen Kristallstäben die als Gleit- und Trennungsfläche wirksamen Kristallflächen ermittelt.

1. Die Laue-Aufnahmen an einem in geeigneter Orientierung eingestellten Kristall von β-Messing zeigen nach Abb. 1 bis 6 zwischen 400 und 500° keinerlei Veränderungen, die auf eine Gitteränderung irgendwelcher Art Rückschlüsse zulassen.

Dies deckt sich mit dem Ergebnis der während der Durchführung unserer Versuche veröffentlichten Arbeit[3] von Phillips und Thelin.

Die Aufnahmen bei höheren Temperaturen unterscheiden sich von denen bei Raumtemperatur nur darin, daß unter den eingehaltenen Bedingungen die schwächeren Interferenzflecken ganz verschwinden, während die starken verhältnismäßig weniger geschwächt erscheinen. Ähnliche Beobachtungen sind von Rinne am Steinsalz gemacht worden[4]. Sie erklären sich zwanglos aus dem mit dem Strukturfaktor wachsenden Einfluß der Temperatur[5].

Bemerkenswert ist die niedrige Temperatur, bei welcher der Einfluß der Wärmebewegung auf das Lauebild

[1] Original: Naturwissensch. Bd. 16, S. 412—416. 1928.

[2] Vgl. neuerdings M. Johansson: Ann. d. Phys. [4] Bd. 84, S. 976—1008. 1928.

[3] T. Matsuda: Sci. Rep. Tohoku. Imp. Univ. Bd. 11, S. 223—268. 1922; J. L. Haughton und W. T. Griffiths: J. Inst. Met. Bd. 34, S. 245—253. 1925; II; G. Tammann und O. Heusler: Z. anorg. Chem. Bd. 158, S. 349—358. 1926; J. H. Andrews und R. Hay: J. Roy. Techn. Coll. Glasgow Bd. 1, S. 48. 1924; M. L. Gayler: J. Inst. Met. Bd. 34, S. 235—244. 1925; II. Vgl. auch die Zusammenfassung bei O. Bauer und M. Hansen: Der Aufbau der Kupfer-Zink-Legierungen, Berlin 1927, S. 37ff.

[4] A. Phillips und L. W. Thelin: J. Frankl. Inst. Bd. 204, S. 359—368. 1927. Diese Arbeit erschien bei Abschluß unserer Versuche.

[5] E. A. Owen und G. D. Preston: Proc. Phys. Soc. London Bd. 36, S. 49—65. 1923. Dieselbe Feststellung haben A. Westgren und G. Phragmèn: Phil. Mag. [6] Bd. 50, S. 311—341. 1925, I. an der β-Phase des Systems Ag—Zn, wo wahrscheinlich gleiche Verhältnisse vorliegen, gemacht.

[6] Ferner hat H. Imai: Sci. Rep. Tohoku. Imp. Univ. Bd. 11, S. 313—332. 1922 einige Laue-Aufnahmen an grobkörnigem β-Messing bei hohen Temperaturen veröffentlicht, ohne jedoch die Aufnahmen näher zu diskutieren. Aus seinen zahlreichen, recht verwaschenen Flecken läßt sich kaum ein zwingender Schluß ziehen.

[1] A. Westgren und G. Phragmèn: J. Iron. Steel. Inst. Bd. 105, S. 241—262. 1922, I.

[2] F. Wever: Naturwissensch. Bd. 14, S. 1217—1219. 1926; Z. anorg. Chem. Bd. 162, S. 193—202. 1927.

[3] A. Phillips und L. W. Thelin: a. a. O.

[4] F. Rinne: Z. Krist. Bd. 64, S. 455—490. 1926.

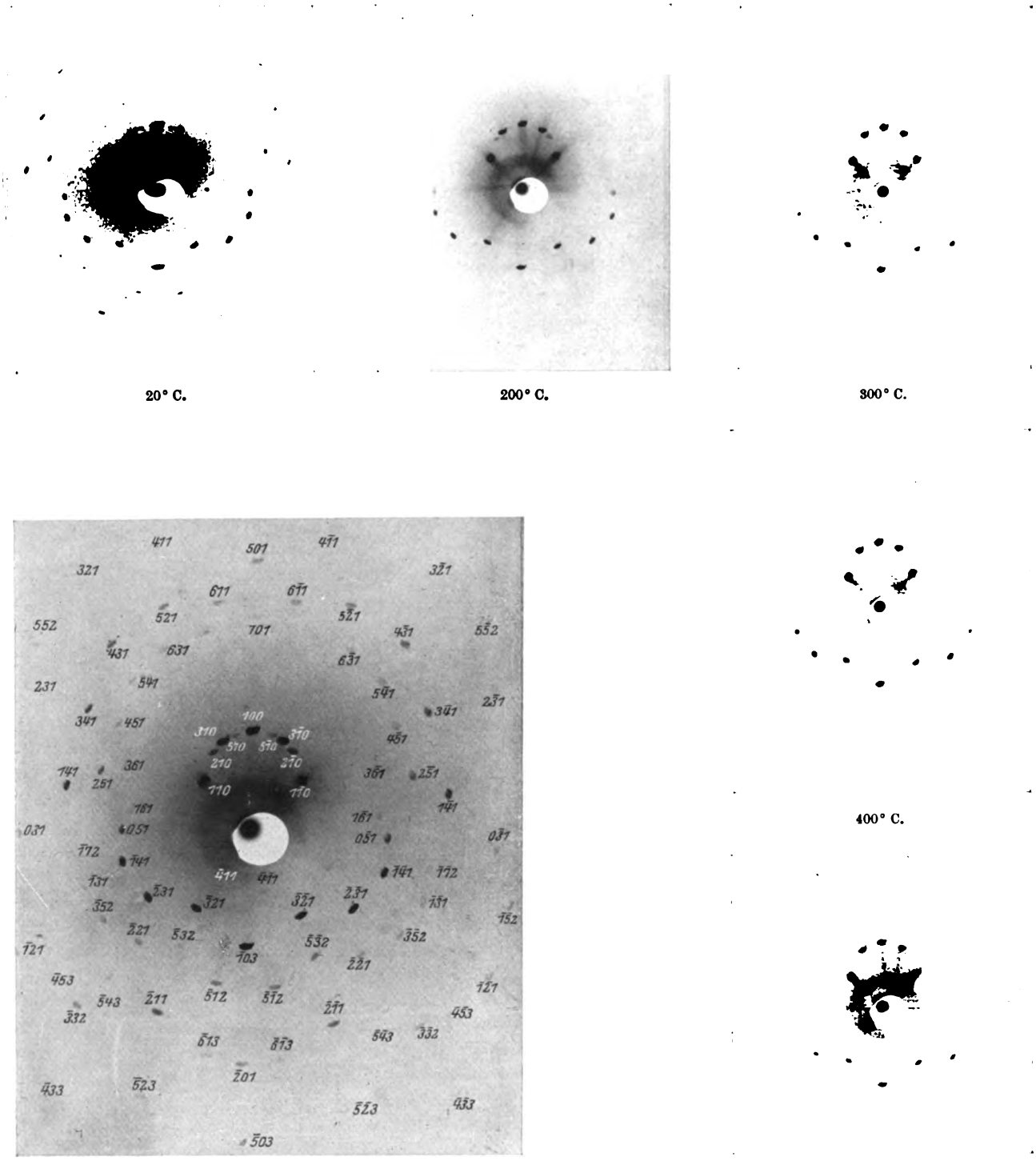
[5] Vgl. P. P. Ewald: Handbuch d. Phys. Bd. 24, S. 270.

Digitized by Google

deutlich wird. Bis 300° tritt der Temperatureinfluß am stärksten in Erscheinung.

Bei etwa 250° tritt auch bei verformtem β-Messing (gewalztem Blech) Rekristallisation ein, und auch die durch Kaltverformung hervorgerufene Verfestigung wird dann im wesentlichen beseitigt. Bei einigen untersuchten Kristallen haben wir schon nach mehrtägigem Lagern bei Raumtemperatur eine beträchtliche Entfestigung festgestellt.

Es besteht also möglicherweise ein Zusammenhang zwischen den Röntgeneffekten und der Rekristallisation, die beide auf die Wärmebewegungen zurückzuführen sind. Entsprechend der niedrigen korrespondierenden Temperatur des Kupfers[1] (für Messing liegen bisher keine Angaben vor) liegt die Schwelle, bei der die Wärmebewegung der Atome lebhaft wird, im Vergleich zum hohen Schmelzpunkt (870°) niedrig. Bei Aluminium beginnen umgekehrt infolge der hohen korrespondierenden Temperatur (trotz des niedrigen Schmelzpunktes von 658°) sowohl die Rekristallisation als auch eine



20° C. 200° C. 300° C. 400° C. 500° C.

Abb. 1 bis 6. Laue-Aufnahmen an β-Messingkristallen bei verschiedenen Temperaturen.

[1] Vgl. A. Eucken: Physikal. Chem. Leipzig, 2. Aufl., S. 83.

Digitized by Google

deutliche Wirkung auf das Lauebild nach unseren Versuchen erst bei verhältnismäßig höheren Temperaturen. Es wird an anderer Stelle versucht werden, diesen Beziehungen quantitativ beizukommen.

Es muß noch erwähnt werden, daß die natürlich mit wachsender Temperatur ständig steigende Wärmebewegung auch bei höheren Temperaturen eine fast unstetig erscheinende Zustandsänderung hervorrufen kann. Eine Erhitzung von kaltverformtem Material auf Temperaturen oberhalb 550° bringt das bis dahin feinkörnig rekristallisierte Material zu lebhafter Sammelkristallisation. Kleinere Proben werden so über den ganzen Querschnitt zu einzelnen Kristallen. Damit nehmen auch die Festigkeit und Härte des Stoffes stark ab.

2. An einigen aus dem Schmelzfluß gewonnenen Kristallen wurde der Verformungsmechanismus untersucht.

Bei einem Kristall, dessen Stabachse mit den 3 Würfelkanten die Winkel 34°, 59° und 80° einschloß, traten, wie Abb. 7 zeigt, nach einer ziemlich plötzlich einsetzenden örtlichen Dehnung von 4,4% sehr deutlich Gleitlinien auf. Die Bestimmung ihrer Lage zum Stabe durch Ausmessung der Winkel zu den Mantellinien ergab, daß die Gleitlinien mit hoher Annäherung eine Ebene bestimmten, die innerhalb der Fehlergrenze (3°) mit einer Rhombendodekaederfläche zusammenfiel.

An zwei einander gegenüberliegenden Stellen der Staboberfläche sind die Gleitlinien nicht zu erkennen, was darauf zurückzuführen ist, daß die Gleitrichtung hier den gedehnten Stab tangiert[1]. In der Tat ergab sich, daß die in der Gleitfläche gelegene Richtung, die die gleitlinienfreien Mantellinien tangiert, etwa 3° von einer Würfeldiagonalen entfernt liegt.

Das Ergebnis der Untersuchung an diesem Stab ist in Abb. 8 in stereographischer Projektion veranschaulicht. Die Lage der Kristallrichtungen ist an Hand einer Laueaufnahme ermittelt worden; die Gleitfläche und Gleitrichtung sind entsprechend der vorangegangenen Dehnung von 4,4% so korrigiert worden, daß die Gleitrichtung von der Stabachse um $2^1/_2$° weiter entfernt eingetragen ist, als die unmittelbare Messung ergab. Bei der Dehnung nähern sich nämlich Stabachse und Gleitrichtung. Als Gleitflächen können also Rhombendodekaederflächen auftreten, als Gleitflächen Würfeldiagonalen.

Bei weitgetriebener Dehnung erschien ein zweites System von Gleitlinien, das das erste durchkreuzte.

Bei diesem Kristallstab trat auch die bei einfacher Gleitung zu erwartende Verbreiterung des Stabes[2] in einer Querrichtung auf. Mit $0{,}6 \pm 0{,}02\%$ nach 25% Dehnung entspricht sie gut dem rechnerischen Wert von 0,61%.

Bei Stäben, deren Achse nahe einer Würfelkante gelegen war, konnten nur in einem Falle schwache Gleitlinien beobachtet werden. Bei einem Stabe mit den Winkeln 7,5, 83 und 88° der Stabachse zu den Würfelkanten lag die dadurch bestimmte Ebene ebenfalls 2° von einer Rhombendodekaederfläche entfernt. Bei diesen Stäben trat aber von vornherein eine Verringerung aller Querdimensionen auf, was auf die Beteiligung mehrerer Gleitsysteme an der Verformung schließen läßt, um so mehr, als in der Würfellage bei einfacher Gleitung die Verbreiterung besonders groß ausfallen müßte. An sich ist das nicht überraschend, da auch bei Aluminium die große Achse der Querschnittsellipse stets kleiner als berechnet war und vielfach sogar eine Verringerung eintrat[1].

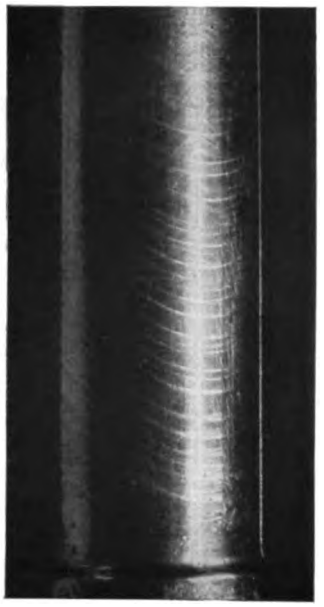


Abb. 7. Kristallstab von β-Messing mit Gleitlinien (nach 4,4% Dehnung).

Dieser letztere Punkt ist wichtig im Hinblick auf die Parallelität mit Eisen. Von Taylor und Elam[2] ist auf Grund geometrischer Messungen bei Dehnungsversuchen an Eisenkristallen nachgewiesen worden, daß zwar Flächen vorhanden sind, die kinematisch die Eigenschaften von Gleitflächen haben, daß diese aber nicht mit kristallographischen Flächen zur Deckung zu bringen sind. Als Gleitrichtung wurde wie hier die Würfeldiagonale festgestellt. Bei Überlagerung mehrerer Gleitbewegungen ist es aber unmöglich, aus der Geometrie des Vorganges auf den physikalischen Mechanismus zu schließen. Der Befund von Taylor und Elam kann daher wohl auch so gedeutet werden, daß mehr als ein Gleitsystem betätigt wird. Diese Möglichkeit ist dort übrigens ebenfalls zur Erörterung gestellt worden. Jedenfalls lassen sich an dem wie Eisen kristallisierenden β-Messing die Spuren wirklicher Kristallgleitungen nachweisen.

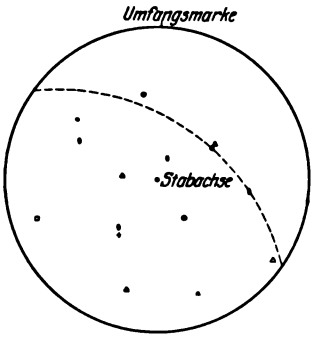


Abb. 8. Stereographische Projektion der Kristall- und Gleitelemente in einem Kristall (1B) aus β-Messing.
□ Würfelkante.
△ Würfeldiagonale.
() Flächendiagonale.
--- Gemessene Gleitflächen.
+ Gleitflächennormale.
• Gleitrichtung.

Der Bruch erfolgte bei den untersuchten Stäben in einer oder mehreren fast ebenen Flächen (Abb. 9). Parallel zu diesen waren meist, wie Abb. 9 zeigt, deutlich Gleitlinien zu erkennen. Eine Laueaufnahme (Abb. 10) senkrecht zu einer Bruchfläche bestätigt durch ihre Zweizähligkeit, daß auch die Trennungsflächen Rhombendodekaederflächen sind.

[1] H. J. Gough, D. Hanson und S. J. Wright: Phil. Trans. Bd. 226A, S. 1—30. 1925.

[2] H. Mark, M. Polanyi und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 12, S. 58—116. 1922; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 103—115. 1927.

[1] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 39. 1927.

[2] G. J. Taylor und C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. Bd. 112A, S. 337—361. 1926.

Digitized by Google

3. Um die für die Röntgenuntersuchungen benötigten Kristalle zu gewinnen, wurde versucht, einzelne Kristalle von β-Messing aus einer Schmelze herauszuschälen. Dieses umständliche Verfahren führte meist zu plastischer Verformung der Kristalle.

Abb. 9. Bruchflächen bei Kristallen aus β-Messing.

Planmäßig konnten einzelne Kristalle in Form von 10 mm starken Rundstäben leicht nach dem Verfahren von Bridgman durch langsames Erstarren in Kohlerohren hergestellt werden[1]. Die Kristalle bevorzugten die Würfelkanten als Wachstumsrichtung. Bei fünf untersuchten Stäben waren die Winkel zwischen Stabachse und der nächsten Kristallachse: 0, 8, 10, 15, 40°;

Abb. 10. Laue-Aufnahme senkrecht zur Bruchfläche eines β-Messingkristalls.

also nur einer lag in größerer Entfernung von der Würfellage. Einige dieser Kristalle wiesen ein fast tadelloses Gitter auf.

Kleinere einwandfreie Kristalle wurden auch durch Erhitzen von Blechstreifen auf etwa 700° C gewonnen[2]. Die Streifen bestanden dann aus Kristallen, die ihren ganzen Querschnitt einnahmen.

4. Die Orientierungsbestimmung erfolgte an Hand von Laueaufnahmen senkrecht zu einer Querschnittsscheibe. Dabei wurde das ursprüngliche Verfahren[1], bei dem die Interferenzpunkte einiger Zonen ausgemessen und in stereographischer Projektion in hochsymmetrische Lagen gedreht wurden, verlassen. Es wurden vielmehr möglichst viele Punkte der Platten vermessen, die dazugehörigen Pole in stereographischer Projektion eingetragen und durch Konstruktion einer größeren Zahl von Zonenkreisen und Beachtung der Winkelbeziehungen die wichtigsten Kristallrichtungen festgestellt. Dieses Verfahren hat sich auch für Aufnahmen mit zerfetzten Interferenzpunkten bewährt.

Abb. 11. Ansicht eines Ofens für Laue-Aufnahmen (1/4 natürliche Größe).

5. Für die Laue-Aufnahmen bei hohen Temperaturen wurde ein Ofen (Abb. 11) entworfen, der auch für Pulver- und Drehaufnahmen verwendet werden kann. Er stellt im Prinzip einen kleinen Kohlerohrofen dar, der sich innerhalb zweier weiterer Kohlerohre befindet, zwischen denen Kühlwasser fließt[2]. Zum Zwecke der orientierten Einstellung des Kristalls ist der ganze Ofenkörper um drei Achsen drehbar. Einzelheiten gehen aus der maßstäblichen Schnittskizze (Abb. 12) hervor.

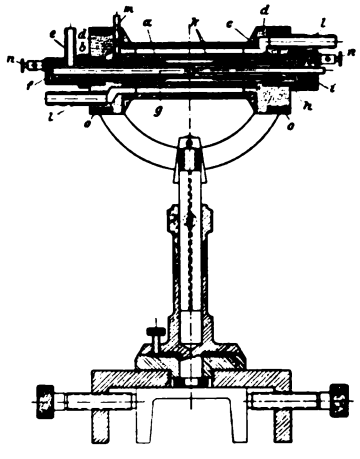


Abb. 12. Goniometerofen für Röntgenaufnahmen (Maßstab 1 : 3).
a Heizrohr aus Kohle, *b* und *c* Stromzuführungsschellen aus Kupfer, *d* Marmorköpfe, *e* und *m* Gasanschlüsse, *g* Präparathalter aus Kohle, *k* äußere, von Wasser durchflossene Kohlerohre, *l* Wasseranschlüsse.

Die Absorption und Streuung der Röntgenstrahlen in der Kohle und dem Kühlwasser kann, wenn alle Vorsichtsmaßnahmen zu ihrer Verringerung getroffen werden, bei Laueaufnahmen mit 70 kV Spannung vernachlässigt werden.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft schulden wir für die Unterstützung der Arbeiten Dank.

[1] C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. Bd. 112, S. 289—296. 1926; Bd. 115A, S. 148—166. 1927; Bd. 116A, S. 694—702. 1927; G. Sachs und H. Shoji: Z. Phys. Bd. 45, S. 776 bis 796. 1927.

[2] Für die Herstellung und Auswalzung einer Schmelze sind wir Herrn Dipl.-Ing. K. Hanser, Osnabrück, zu Danke verpflichtet.

[1] E. Schiebold und G. Sachs: Z. Krist. Bd. 63, S. 34 bis 48. 1926.

[2] Der Ofen ist nach unseren Angaben von den Institutsangehörigen Herrn R. Stärcke und Herrn P. Möller angefertigt worden.

Digitized by Google

Mechanische Eigenschaften von Messingkristallen.

Von **M. Masima** und **G. Sachs**[1].

Die in den letzten Jahren durchgeführten Untersuchungen an einzelnen Metallkristallen und gesetzmäßig geordneten Kristallhaufwerken haben unter anderem gezeigt, daß die Verformungsgesetze für Stoffe mit gleichem Gitterbau fast die gleichen sind. Diese Regel erstreckt sich teilweise auch auf Mischkristalle zweier Metalle. Sogar Kristalle von Aluminiumlegierungen, die durch eine besondere Behandlung in einen instabilen Zustand übergeführt werden, verhalten sich weitgehend ähnlich Aluminiumkristallen[2].

An Messingkristallen mit hohem Zinkgehalt liegen anderseits Beobachtungen über den Ablauf der Gleitvorgänge[3] und die Kräfteverhältnisse[4] vor, welche die Erscheinungen bei Mischkristallen in verschiedener Hinsicht andersartig und verwickelter als bei gleichgebauten reinen Metallen erscheinen lassen.

Eine erste systematische Untersuchung, über die im folgenden berichtet wird, wurde daher durchgeführt, um bei einem Messing bestimmter Zusammensetzung (~72% Cu) über die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen bei elastischer und überelastischer Beanspruchung einen Überblick zu gewinnen.

Elastische Dehnungs- und Verdrillungsmessungen ergaben eine überraschend starke Anisotropie der Elastizitätskonstanten. Der Elastizitätsmodul bewegt sich je nach der Orientierung fast in den Grenzen 1 zu 4, der Gleitmodul in den Grenzen 1 zu 3.

Der Gleitvorgang bei Zugversuchen läuft in der Weise ab, daß zunächst auf dem durch seine Lage zur Kraftrichtung bevorzugten Gleitsystem eine erhebliche Abgleitung stattfindet, wodurch die Orientierung sich dahin ändert, daß ein anderes Gleitsystem günstiger zu liegen kommt. Die Gleitung auf dem ersten System wird aber von der auf dem zweiten System erst abgelöst, wenn dieses schon mechanisch stark bevorzugt ist. Gleitung auf dem ersten System setzt dann wieder ein, wenn es etwas günstiger zu liegen kommt als das vorher wirksame, und so fort bis zum Bruch. Bei hochsymmetrischen Orientierungen treten Störungen durch andere Gleitbewegungen auf und in verschiedenen Stabteilen kann Gleitung auf verschiedenen Gleitsystemen erfolgen.

Das Gleiten setzt unabhängig von der Orientierung bei einer konstanten Schubspannung von $1{,}44 \pm 0{,}07$ kg/mm² ein. Bei den meisten Stäben geht das Gleiten zunächst fast ohne Verfestigung vor sich. Bei weiterer Abgleitung verfestigen sich dann die Kristalle stark und etwa linear mit dem Abgleitungsbetrage; und zwar ändert sich für alle Stäbe, bei denen ein Gleitsystem stark bevorzugt ist, die Schubspannung bis zum Einsetzen der zweiten Gleitung in gleicher Weise. Bei hochsymmetrischen Orientierungen macht sich dagegen zu Beginn eine erhebliche Verfestigung bemerkbar, wodurch die Schubspannung bei sonst ähnlichem Verlauf mit der Abgleitung etwa 50% höher ausfällt.

Das zweite Gleitsystem tritt in Wirkung, wenn es durch die Dehnung eine Lage eingenommen hat, in der seine Schubspannung 25% höher ist als auf dem ersten. Die Verfestigung bei weiterer Gleitung ist gering. Nach dem Wiedereinsetzen der ersten Gleitung, die bei einer geringeren Überhöhung der Schubspannung vor sich geht, tritt kaum noch weitere Verfestigung ein.

Die Brucheinschnürung bildet sich in der Regel mit dem Wechsel des Gleitsystems aus. Die ersten Wechsel können jedoch ohne Einschnürung oder mit Ausglättung er zunächst entstehenden Einschnürung vor sich gehend.

Kristallherstellung und Orientierungsbestimmung.

Eine Anzahl von Messingkristallen von 10 mm Durchmesser wurde wie früher[1] nach dem Verfahren von Bridgman durch langsames Erstarren hergestellt. Für die vorliegende Untersuchung wurden acht Stäbe ausgesucht, die zu mehr als 80 mm aus einem Kristall zu bestehen schienen. Ihr Kupfergehalt schwankte nach Tabelle 1 zwischen 72 und 74 Gew.-%.

Die Orientierungsbestimmung wurde zunächst optisch an Hand von Ätzreflexen versucht. Hierbei ergaben sich jedoch verschiedentlich infolge von Nebenreflexen und Baufehlern in den Kristallen Unstimmigkeiten, so daß zur Auswertung von Laue-Aufnahmen (Abb. 1 bis 3) geschritten wurde[2]. Auf diesem Wege konnte die Orientierung von sechs Kristallen auf etwa 1 bis 2° genau bestimmt werden, die Abweichung vom optischen Befund betrug dabei nach Tabelle 1 bis zu 5°.

Tabelle 1. Orientierung und Zusammensetzung von Messingkristallen.

Kristall Nr.	Winkel der Stabachse zu den Würfelkanten									Kupfergehalt
	Optisch			Röntgengeographisch			Korrigiert nach Gleitlinien			
	α_1	α_2	α_3	α_1	α_2	α_3	α_1	α_2	α_3	Gew.-%
3	—	87	88	2	88	90	**2**	88	**90**	73,5
5	45	46	88,5	45	49	85,5	**43,5**	**47,5**	**84**	72,9
7	48	51	71	—*	—	—	**47**	**50**	**70**	72,9
B	—	69	85	17	74	84	**18**	**73**	**85**	73,5
C	45,5	47	77	45	48	78	**46**	**48**	**75**	71,7
D	54	54	57	54	55	55	**54**	**55**	**55**	73,4
E	—	66	70	29	69	71	**29**	**69**	**71**	72,0
M	—	69	83	18	73	87	**18**	**73**	**87**	74,1

* Oberer und unterer Teil verschiedene Orientierung.

Die Orientierungsbestimmung der beiden anderen Kristallstäbe (**7** und *C*) bot einige Schwierigkeiten. Beim Kristallstab **7** stellte es sich heraus, daß er wäh-

[1] Original: Z. Phys. Bd. 50, S. 161—186. 1928.

[2] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 49, S. 480 bis 497. 1928.

[3] C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 115, S. 148—166. 1927.

[4] G. Sachs und H. Shoji: Z. Phys. Bd. 45, S. 776—796. 1927.

[1] G. Sachs und H. Shoji: A. a. O.

[2] E. Schiebold und G. Sachs: Z. Krist. Bd. 63, S. 34 bis 48. 1926; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Naturwissensch. Bd. 16, S. 412—416. 1928.

Digitized by Google

rend des Wachsens seine Asche von der Oktaederlage (Abb. 3) in eine fast 20° davon abweichende Lage verändert hatte. Beim Kristallstab *C* wiederum waren etwas abweichend orientierte Bereiche eingelagert, so daß er

Die Orientierung wurde überprüft durch Feststellung der Lage der Gleitlinien, die nach plastischen Verformungen eintreten, sowie auch durch die Lage der dendritischen Oberflächenzeichnungen. Beide bilden Systeme

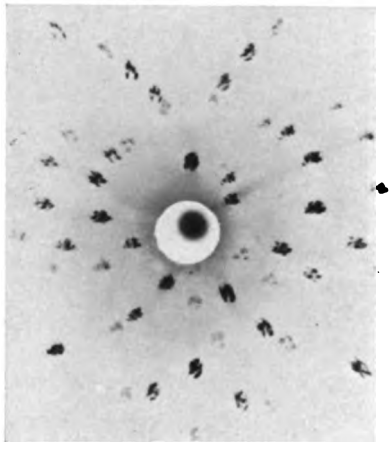


Abb. 1. Laue-Aufnahme von Kristall E.

Abb. 2. Laue-Aufnahme von Kristall D.

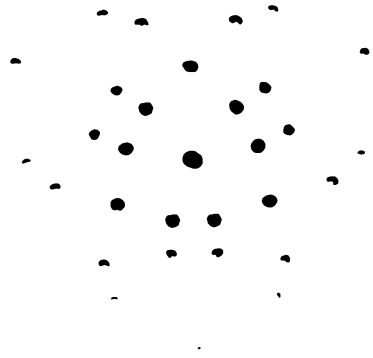


Abb. 3. Laue-Aufnahme von Kristall 7, unteres Ende.

während des Versuches das aus Abb. 4 erkennbare Aussehen annahm. Für die Orientierung des Kristalls *C* wurde daher der Röntgenbefund, für die des Kristalls 7 der optische Befund zugrunde gelegt und mittels der gemessenen Lage der Gleitlinien willkürlich um einige Grade korrigiert. Auch bei zwei anderen Kristallen

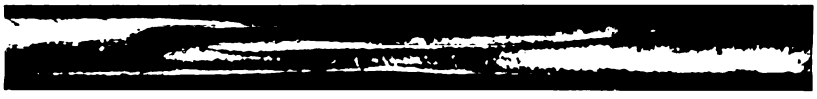


Abb. 4. Kristall C mit grobem Baufehler, stark gedehnt. (Nat. Größe.)

(5 und *B*) wurden an Hand der Gleitlinien Korrekturen um 1 bis 2° vorgenommen. Die endgültig angenommene Orientierung geht aus Tabelle 1 und Abb. 21 hervor.

Neben diesen groben Baufehlern waren noch bei mehreren Kristallen Aufteilungen in etwas abweichend orientierte Bereiche entsprechend Abb. 5 zu beobachten.

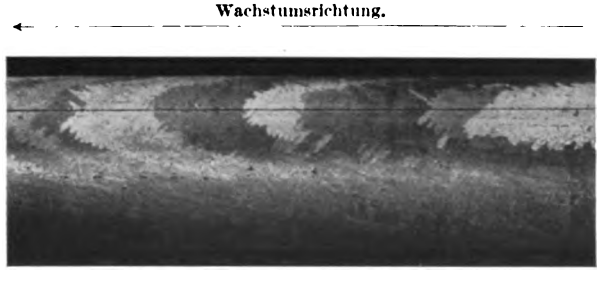


Abb. 5. Messingkristall (72% Cu) mit Wachstumsfehler. 2,3 fach vergrößert. Geätzt mit verdünntem Königswasser.

Es waren dies meist Kristallstäbe, deren Achse fast in einer Würfelfläche lag; und die Aufspaltungen erschienen als Fortsetzung der Dendriten (s. w. u.). Auch die Laue-Bilder der Kristalle (Abb. 1 und 2) lassen solche Aufspaltungen erkennen.

Trotz dieser teilweise erheblichen Wachstumsfehler verhielten sich die Kristalle, besonders bei den Dehnungsversuchen, recht gleichmäßig. Messungen an verschiedenen Stabteilen und an ähnlich orientierten Kristallen ergaben fast übereinstimmende Kurven (vgl. Abb. 18).

von Ellipsen als Spuren von Kristallflächen auf der Oberfläche der zylindrischen Stäbe.

Die Lage der Flächen zum Koordinatensystem im Stabe (Stabachse, Querrichtung) wurde mit Hilfe einer einfachen Vorrichtung (Abb. 6) ermittelt. Der Stab wurde in einen Fuß eingespannt, so daß er um seine Achse gedreht und der Drehwinkel φ an einem Teilkreis festgestellt werden konnte. Der Winkel ψ der Oberflächenlinien zur Stabachse ließ sich in jeder Lage mit Hilfe einer längs der Achse verschiebbaren und um ihre Achse drehbaren Lupe mit Fadenkreuz und Teilkreis ablesen. Trägt man diesen Neigungswinkel ψ als Funktion des Drehwinkels φ auf, so erhält man Kurven (vgl. Abb. 9), die sich in einfacher Weise aus Ellipsen ableiten lassen. Der Winkel φ_0, in dem die einem Flächensystem zugehörige Kurve durch $\psi = 90°$ geht, gibt nach Abb. 7 eine sphärische Koordinate der Flächennormale, die Abweichung der Maximallage und der Minimallage von 90° ihre zweite Koordinate α. Die Vorzeichen sind so ge-

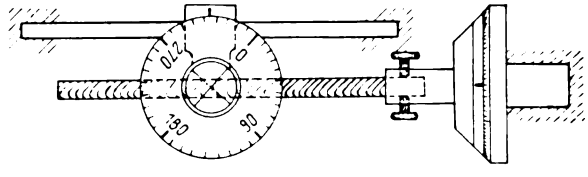


Abb. 6. Vorrichtung zur Ausmessung von Oberflächenzeichnungen auf zylindrischen Stäben. (Rd. 1/4 nat. Größe.)

wählt, daß zu einem Wert φ_0 im aufsteigenden Ast ein Wert α unter 90° gehört.

An Hand der Gleitlinien (Abb. 11 bis 14) wurde auch die Orientierungsänderung während der Dehnung verfolgt. Dabei wurden einfach die Koordinaten derjenigen Lage bestimmt, bei der die Gleitlinien in der Lupe zu Geraden wurden, die Gleitebene also parallel zur optischen Achse des Apparates verlief.

Von den Koordinaten der Orientierung wurden endgültig allein die Winkel χ_1, χ_2, χ_3 der Stabachse zu den

Digitized by Google

Würfelkanten verwendet. Die anderen Koordinaten dienten nur zur Überprüfung, ob die in Tätigkeit gesetzten Gleitsysteme der Voraussage entsprachen.

Die untersuchten Kristalle wiesen nach Abb. 21 keinerlei Richtungsbevorzugung auf. Besonders günstig ist dabei die Tatsache, daß ausgezeichnete Orientierungen vertreten sind.

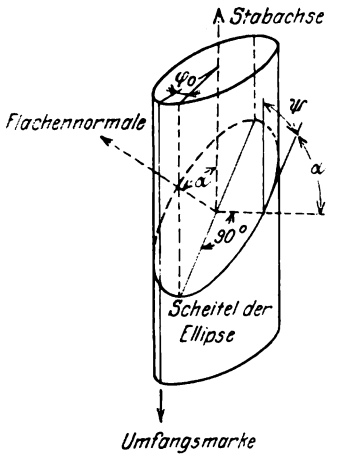
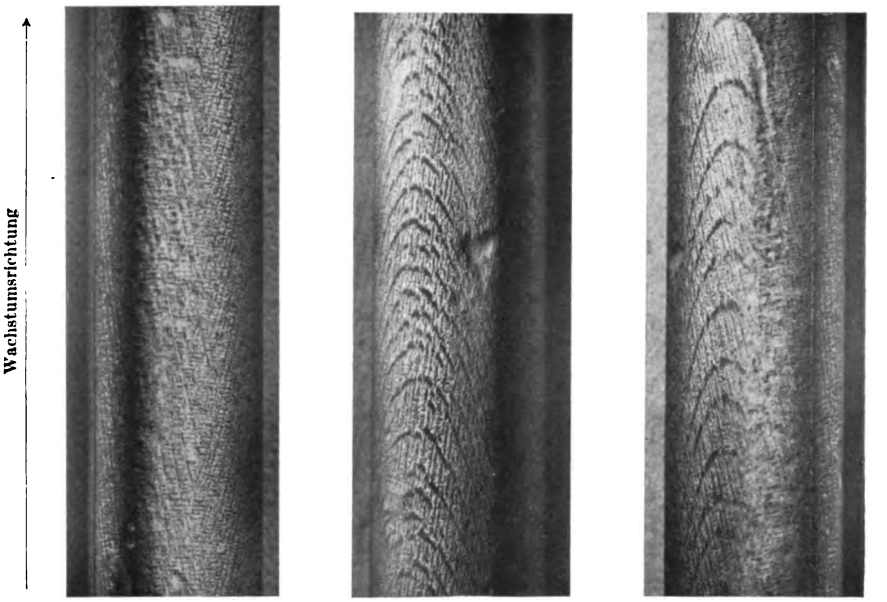


Abb. 7. Zur Bestimmung der Koordinaten einer Schnittfläche eines zylindrischen Stabes.

Dendritensystem eine Schar fast ununterbrochener paralleler Streifen. Nur an einer Stelle des Umfangs war eine Unterbrechung eingetreten.

Die Dendriten bei α-Messing und Bronze sind Spuren von Würfelflächen[1]. Aus der Vermessung des Bronze-



φ ~ 75° φ ~ 250° φ ~ 325°

Abb. 8. Dendriten auf der Oberfläche eines Bronzekristalls. 2,3fach vergrößert. Geätzt mit verdünntem Königswasser. (φ = Drehwinkel um Stabachse gegen Umfangsmarke.)

Dendriten.

Dendritische Zeichnungen auf der Oberfläche erstarrter Metallschmelzen deuten bekanntlich auf deren schichtweise ungleichmäßige Zusammensetzung infolge der Konzentrationsverschiebungen beim Erstarren hin. Zunächst bildet sich ein baumartiges Skelett, in dem die höher schmelzende Komponente angereichert ist. In den Zwischenräumen erstarrt dann später der darin befindliche Rest der Schmelze. Durch Diffusion können diese Inhomogenitäten nur zum Teil ausgeglichen werden. Je größer das Schmelzintervall und je geringer die Diffusionsfähigkeit zwischen Schmelze und Kristall, sowie im erstarrten Material während der Abkühlung, desto stärker die Dendritenbildung.

Dendritenellipsen auf zylindrischen Kristallstäben von Mischkristallen[1] treten in verschiedenartiger Weise auf. Bei manchen Legierungen, z. B. β-Messing, sind überhaupt keine Zeichnungen zu beobachten (schmales Schmelzintervall). Bei α-Messing sind sie von Fall zu Fall verschieden stark ausgeprägt und können bisweilen durch scharfes Ätzen sehr deutlich gemacht werden. Sie bilden dann stets infolge des ungleichmäßigen chemischen Angriffs ein scharfkantiges, unregelmäßiges Relief an der Oberfläche. Eine genaue Vermessung dieser Figuren ist schwierig.

Sehr ausgesprochene Dendriten wurden bei Zinnbronze beobachtet. Hier bilden sie, wie Abb. 8 erkennen läßt, ziemlich scharf begrenzte Streifensysteme, die dunkler erscheinen als die Grundmasse. Im Falle der Abb. 8, die einen Kristall mit 5% Sn zeigt, bildet jedes

[1] Auch bei technisch reinen Metallen, wie Kupfer, Aluminium, tritt infolge der Anwesenheit von Verunreinigungen der dendritische Kristallaufbau in Erscheinung.

kristalls, die in Abb. 9 wiedergegeben ist, ergeben sich für die Normalen der drei sichtbaren Streifensysteme, die in Abb. 8 festgehalten sind, die Koordinaten:

System	α	φ_0
1	14	58°
2	78	210
3	82	301

Diese drei Richtungen stehen, wie zu erwarten, genau aufeinander senkrecht.

Im allgemeinen treten alle drei möglichen Streifensysteme auf, jedoch fehlt meist bei jedem, wie aus

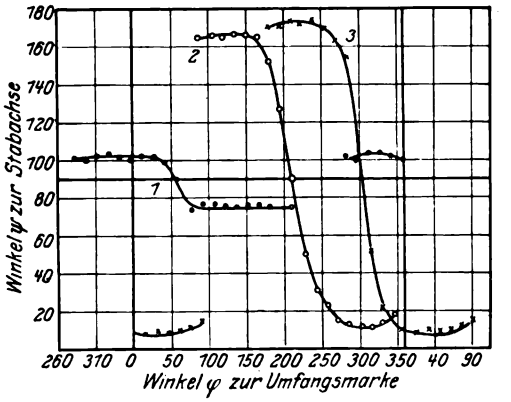


Abb. 9. Vermessung der Dendritensysteme auf der Oberfläche eines Bronzekristallstabes. (Vgl. Abb. 8.)

Abb. 9 hervorgeht, ein Stück entgegen der Richtung des Wachstums. Bei flüchtigem Anblick scheint es oft, als

[1] C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 116, S. 694—702. 1927.

Digitized by Google

ob nur 2 Systeme auftreten[1], und zwar dann, wenn das eine Dendritensystem etwa mehr als 65° zur Stabachse geneigt ist. Das eine System von Dendritenzeichnungen liegt dann sehr quer; von den sich an einer Stelle schneidenden Systemen treten aber, wie Abb. 8 zeigt, die längs verlaufenden viel ausgesprochener in Erscheinung als die quergelegenen.

Elastische und elektrische Eigenschaften.

Die elastischen Eigenschaften von regulären Metallkristallen sind bisher im Gegensatz zu denen anders kristallisierender Metalle[2] kaum bekannt. Die unvollkommenen Messungen von Voigt[3] an einem natürlichen Kupferkristall und diejenigen von Bridgman[4] an einem durch Erhitzung auf hohe Temperaturen erzeugten Wolframkristall führen zu einer sehr geringen Orientierungsabhängigkeit der elastischen Eigenschaften. Dagegen ändert sich bei manchen mineralischen Kristallen[5] der Elastizitätsmodul in den Grenzen 1 zu $2^1/_2$.

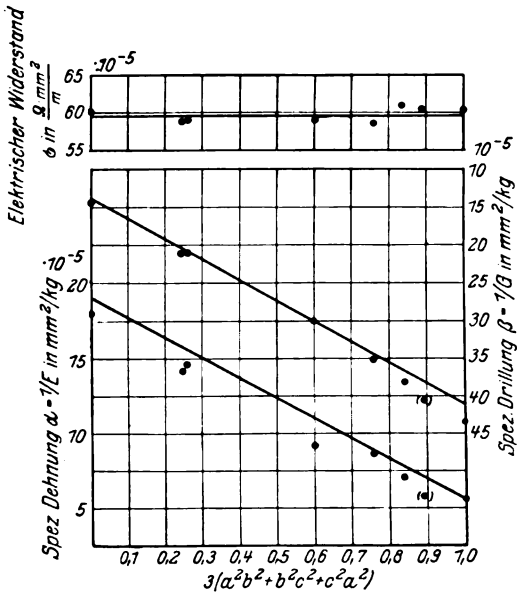


Abb. 10. Elastizitätskonstanten und elektrische Leitfähigkeit von Messing-Kristallstäben. Die ausgezogenen Geraden bei den Elastizitätskonstanten geben die theoretische Orientierungsabhängigkeit an. (a, b, c = Richtungskosinus Stabachse-Würfelkanten.)

Die elastischen Messungen (Zug und Torsion) wurden statisch mit Hilfe von Spiegelapparaten (50 mm Meßlänge) an einer Zerreißmaschine von Rudeloff für 1000 kg Höchstlast und einer Torsionsmaschine von Mohr und Federhaff für 6 mkg Höchstmoment durchgeführt. Nach früheren Versuchen[6] konnte bis zu der geringen Beanspruchung von etwa 1,1 kg/mm² (0,2 kg/mm² Nullast) bei Zug und ±0,5 kg/mm² bei Torsion mit einer praktisch vollkommenen Elastizität gerechnet werden. Einige Zwischenmessungen bei den Verdrillungsmessungen ergaben praktisch Proportionalität, z. B. 50,2 Einheiten (= $^1/_{10}$ mm) an der Meßskala bei der halben Belastung, 99,8 bei der vollen, ebenso 18,5 und 37,1. Die Ausschläge an den Meßskalen bewegten sich dabei in den Grenzen 3,8 und 14 mm. Die Genauigkeit der Messungen erreicht höchstens 1 Einheit (= 1 bis 3%!).

Die Versuche ergaben eine außerordentlich starke Anisotropie und mögen daher trotz ihres vorläufigen Charakters hier mitgeteilt werden (Tabelle 2 und Abb. 10). Die spezifische Dehnung (nach Grüneisen) $\alpha = \frac{1}{E}$ (E = Dehnungsmodul bzw. in der Technik = Elastizitätsmodul) eines Kristalls, dessen Achse in eine Würfelachse des flächenzentrierten Gitters fällt, ist danach mehr als dreieinhalbmal so groß wie diejenige eines nach der Würfeldiagonale orientierten. Die spezifischen Drillungen $\beta = \frac{1}{G}$ (G = Drillungsmodul bzw. in der Technik Schubmodul) verhalten sich in diesen extremen Orientierungen fast wie 1 : 3. Diese Unterschiede sind also noch größer als die höchsten bei den bisher untersuchten mineralischen Kristallen. Sie erreichen fast die Anisotropie bei hexagonalen Kristallen (Zn, Cd)[1] trotz deren geringerer Symmetrie und daher wesentlich größerem Orientierungsbereich.

Tabelle 2. Elastische und elektrische Eigenschaften von Messingkristallen.

Kristall	Winkel der Stabachse zu den Kristallachsen α_1	α_2	α_3	$\frac{a^2b^2+b^2c^2+c^2a^2}{}$	Spez. Dehnung $\frac{1}{E}\cdot10^5$ kg/mm²	Spez. Drillung $\frac{1}{G}\cdot10^5$ kg/mm²	$\frac{2}{E}+\frac{1}{G}$ kg/mm²	Elektr. Leitfähigkeit $\sigma\cdot10^5$ $\frac{\text{Ohm}\cdot\text{mm}^2}{\text{m}}$
3	2	88	90	0,001	18,2	14,5	50,9	60,2
B	18	73	85	0,086	14,6[5]	21,9[5]	51,[3]	58,9
M	18	73	87	0,081	14,2	21,9	50,[3]	58,8
E	29	69	71	0,200	9,1	30,2	48,[3]	58,8
5	43$^1/_2$	47$^1/_2$	84	0,252	8,6	35,4	52,[6]	58,5
C	46	48	75	0,278	6,9	38,4	52,[2]	60,8
7	47	50	70	0,294	5,7	41,2	52,[5]	60,4
D	54	55	55	0,333	5,4	43,5	54,[4]	60,2

$2\,s_{11} + s_{44} = 51{,}8 \pm 1{,}9$ $59{,}6 \pm 0{,}9$

Temperatur der elastischen Messungen ∼20° C, der elektrischen ∼16° C.

Das elastische Verhalten regulärer Kristalle ist durch drei Konstanten, die Hauptelastizitätsmodulen s_{11}, s_{12} und s_{44} oder die Hauptelastizitätskonstanten c_{11}, c_{12} und c_{44} bestimmt. Jede der beiden unabhängigen Versuchsreihen gibt bei Anwendung der Ausgleichsrechnung zwei Gleichungen für deren Ermittlung. Die auf diesem Wege berechneten Konstanten ergeben keine gute Übereinstimmung und führen zu einem unmöglichen Werte der Kompressibilität 3 ($s_{11} + 2\,s_{12}$), die sehr empfindlich ist gegen Veränderung der Konstanten. Die Genauigkeit der Messungen ist jedoch aus teilweise nicht geklärten Ursachen gering.

Es wurde daher den Versuchen zunächst der Mittelwert der Summe entnommen:

$2\,s_{11} + s_{44} = 51{,}8 \cdot 10^{-5}\,\text{mm}^2/\text{kg} \pm 4\% = 52{,}7 \cdot 10^{-13}\,\text{cm}^2/\text{Dyn}.$

Dieser soll nach der Theorie konstant sein[2]. Die zweite

[1] Vgl. C. F. Elam: A. a. O.

[2] E. Grüneisen und E. Goens: Phys. Z. Bd. 24, S. 506 bis 510. 1923; Z. Phys. Bd. 26, S. 235—249. 1924; P. W. Bridgman: Proc. Amer. Acad. Bd. 60, S. 305—383. 1925.

[3] W. Voigt: Berl. Sitzungsber. 1883, S. 961; 1884, S. 989.

[4] P. W. Bridgman: A. a. O.

[5] W. Voigt: Kristallphysik, Berlin und Leipzig 1910, S. 332 und 743.

[6] G. Sachs und H. Shoji: A. a. O.

[1] E. Grüneisen und E. Goens: A. a. O.; P. W. Bridgman: A. a. O.

[2] W. Voigt: Kristallphysik, S. 738.

Digitized by Google

Gleichung ergab ein Versuch an einem fast nach der Würfelkante orientierten Kristall, bei dem die Längsdehnung $\frac{1}{E} = s'_{33}$ (nach Voigt) und die beiden Querdehnungen s'_{32} und s'_{13} mit Hilfe eines neuen Querdehnungsmessers von H. Sieglerschmidt ermittelt wurden. Die aus den Messungen berechnete Kompressibilität:

$$\varkappa = 3(s'_{33} + s'_{32} + s'_{13}) = 3(18{,}30 - 7{,}77 - 7{,}91)$$
$$= 7{,}9 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{mm^2/kg} = 8{,}1 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{cm^2/Dyn} = 3(s_{11} + 2s_{12})$$

reiht sich befriedigend in die bisher bekannten Werte der Kompressibilität von Kupfer und Messing[1] ein. Schließlich wurden die Konstanten so gegeneinander abgewogen, daß sie sich der Gesamtheit der Messungen am besten anpaßten. Die mit den endgültig gewählten Konstanten:

$$s_{11} = 19{,}4 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{cm^2/Dyn},$$
$$s_{12} = -8{,}35 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{cm^2/Dyn},$$
$$s_{44} = 13{,}9 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{cm^2/Dyn}$$

berechnete Orientierungsabhängigkeit wird jedoch, wie Abb. 10 zeigt, den Versuchswerten nicht gut gerecht. Die Werte der spezifischen Dehnung fallen durchweg zu klein, die der spezifischen Drillung zu groß aus.

Die an Hand dieser Konstanten nach der Theorie von Voigt[2] berechneten Werte der Elastizitätskonstanten E und G ergeben sich gegenüber den bekannten Werten[3] erheblich zu hoch:

$$E = 13500\,\mathrm{kg/mm^2},$$
$$G = 5100\,\mathrm{kg/mm^2}.$$

Die Ursache dieser Unstimmigkeiten ist bisher nicht erkannt worden.

Der nicht ganz gleichartige Zustand der Kristalle tritt auch nach Tabelle 2 und Abb. 10 in den Werten der elektrischen Leitfähigkeit in Erscheinung. Der Theorie entsprechend sind zwar die Messingkristalle elektrisch isotrop; die mittlere Übereinstimmung der Werte beträgt aber nur $\pm 1{,}5\%$ und geht wesentlich über die Genauigkeit der Messung hinaus.

Gleitlinien und Orientierungsänderung.

Nach Elam[4] gleiten α-Messing und -Bronze wie alle regulär-flächenzentrierten Metalle (Kupfer, Aluminium usw.) auf Oktaederflächen in Würfelflächendiagonalen. In der Tat bestimmten auch hier die Gleitlinien Ebenen, die nach der Meßgenauigkeit mit Oktaederflächen zusammenfielen, und zwar stets denjenigen, in denen die Schubspannung ihren höchsten Wert erreichte.

Genauere Orientierungsbestimmungen während der Dehnung wurden nicht vorgenommen, da durch die Versuche von Elam der Vorgang genügend klargestellt erscheint. Nur die Lage der Gleitlinien, die bei der Dehnung als scharf begrenzte Streifensysteme (Abb. 11 bis 14) hervortraten, zur Stabachse wurde im ersten Versuchsstadium verfolgt und mit der theoretisch zu erwartenden Neigung verglichen (Abb. 15).

Abb. 11. Kristall M mit einem Gleitliniensystem. 2,5fach vergrößert.

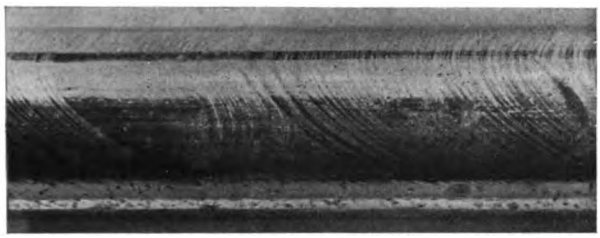


Abb. 12. Kristall E mit zwei unregelmäßig verteilten Gleitliniensystemen zu Beginn der Dehnung.

Abb. 13. Kristall E mit zwei regelmäßig verteilten Gleitliniensystemen nach dem Einsetzen der zweiten Gleitung.

Abb. 14. Kristall D mit drei Gleitliniensystemen auf verschiedenen Längszonen.

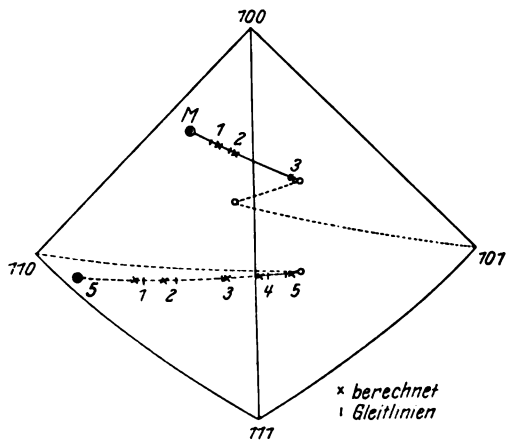


Abb. 15. Orientierungsänderung von gedehnten Messingkristallen.

Bei Kristallen im Mittelfeld, z. B. B und M, tritt zunächst, wie Abb. 11 zeigt, ein Gleitsystem in Erscheinung, das mit fortschreitender Neigung

[1] Landolt-Börnstein: 5. Aufl., Erg.-Bd. 1927, S. 20, 24.
[2] W. Voigt: Kristallphysik, S. 962.
[3] Landolt-Börnstein: S. 20.
[4] C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 115, S. 148—166. 1927; (A) Bd. 116, S. 694—702. 1927.

Digitized by Google

seinen Winkel zur Stabachse nach folgender Gleichung ändern soll[1]:

$$\frac{\cos\varphi}{\cos\varphi_0} = \frac{\sin\varrho}{\sin\varrho_0} = f/f_0, \qquad (1)$$

wobei φ der Winkel der Gleitflächennormale, ϱ der Gleitrichtung zur Stabachse und f der jeweilige Querschnitt ist (Index 0 = Anfangslage). Dabei bewegt sich in der gewählten Darstellung (Abb. 15) die Stabachse auf einem Großkreis der Gleitrichtung [101] zu. In Abb. 15 sind die Kristallagen, die sich aus dem gemessenen Winkel φ ergeben, mit einem Strich, die aus f/f_0 berechneten mit einem Kreuzchen bezeichnet.

Die Stabachse nähert sich der Gleitrichtung, wie nach den Versuchen von Elam bekannt ist, viel weiter, als einer symmetrischen Lage zweier Gleitebenen entspricht und als es z. B. bei Aluminium und Kupfer der Fall ist. Sie überschreitet also, wie Abb. 15 zeigt, die Grenzlinie des sphärischen Dreiecks um einen erheblichen Betrag. Dann tritt auch nicht, wie bei Aluminium, abwechselndes Gleiten auf zwei Systemen (doppelte Gleitung) ein, sondern alleiniges Gleiten auf dem zweiten System. Die Orientierungsänderungen sind dabei fast entgegengesetzt denen im ersten Stadium (vgl. Abb. 21). Der Punkt, bei dem Gleiten auf einem zweiten System einsetzt, kann den Messungen an Gleitlinien nicht sicher entnommen werden, da bei Anwesenheit zweier Gleitsysteme die Winkelmessung unzuverlässig ist. Besonders entsteht durch die ersten Gleitungen ein Oberflächenrelief, das später nichts mehr mit der Lage der Gleitflächen im Kristall zu tun hat, die Messungen jedoch beeinträchtigt. Die Dehnung am Umkehrpunkt kann aber durch unmittelbare Beobachtung und genauer noch durch den damit verbundenen Wechsel der Spannungsverhältnisse festgelegt werden, ebenso der zweite, dritte usw. Umkehrpunkt. Die Gleitlinien, die dann erscheinen, gehören stets zu dem gleichen System, das zuvor abgelöst worden war. Mehr als zwei verschiedene Gleitliniensysteme traten nur bei den hochsymmetrisch orientierten Kristallen **3** (Würfellage) und *D* (Oktaederlage) auf.

Gleitung auf System 1. | System 2.

Abb. 16. Kristall 3 mit Bereichen verschiedener Gleitmechanismen.

In ausgezeichneten Orientierungen, bei denen mehrere Gleitsysteme gleichberechtigt oder nahezu gleichberechtigt sind, werden dadurch verschiedenartige Störungen bzw. Abänderungen des Gleitvorganges hervorgerufen.

Der Kristallstab *E* liegt so, daß er bei Aluminium abwechselnd auf zwei Systemen gleiten würde, da durch eine geringe Gleitung in einer Richtung die Bedingungen für das andere System günstiger werden. Beim Messingstab traten zwar auch von vornherein zwei Systeme von Gleitlinien auf (Abb. 12). Das eine beschränkte sich aber auf gewisse Bereiche, meist in der Nähe von Störungen; und der Verformungsvorgang war nach den Messungen an den Gleitlinien vorwiegend von dem einen Gleitsystem bestimmt, ganz wie bei den übrigen Kristallen. Erst nach etwa 30% Dehnung trat das zweite Gleitliniensystem entsprechend Abb. 13 gleichmäßig über der ganzen Stablänge auf.

Ähnliche Beobachtungen konnten bei Kristallstab **3** in der Nähe der Würfellage gemacht werden, wo zunächst mindestens drei Systeme von Gleitlinien festzustellen waren. Die weitere Verformung einer bestimmten Stabstelle spielte sich auch hier hauptsächlich auf einem System ab. Dabei teilte sich noch der Stab, wie Abb. 16 zeigt, so auf, daß die obere Hälfte auf einem anderen System glitt als die untere. Nach der Lage des Stabes (Abb. 21) waren beide Systeme gleichberechtigt. Dieser Fall ist übrigens schon beobachtet worden, wenn ein Kristallstab auf einer Zone 100 bis 110 gelegen ist[1].

Beim Kristallstab *D*, in der Nähe der Oktaederlage, traten schließlich drei Systeme von Gleitlinien auf. Wie Abb. 14 zeigt, sind aber an einer Stelle vorwiegend nur solche Gleitellipsen zu erkennen, die nach der Wachstumsrichtung hin ihren Scheitel aufweisen. Alle drei Systeme von Gleitlinien blieben aber hier in Wirksamkeit, wie sich dadurch nachweisen ließ, daß der Stab abgedreht und weitergedreht wurde. Dabei war aber jedes System wie zuvor auf etwa $^1/_3$ des Stabumfangs beschränkt. Der Querschnitt des Stabes blieb auch während der Dehnung annähernd rund. Diese Erscheinung kann entweder so gedeutet werden, daß der Kristallstab der ganzen Länge nach in drei Bereiche zerfällt, die jeder nach einem System gleiten. Hierfür spricht ein anscheinend vorhandener Knick in der Spannungskurve (Abb. 18), ähnlich wie bei den anderen Kristallen. Oder aber alle drei Systeme von Gleitflächen bleiben im ganzen Stabe dauernd in Wirksamkeit. Ein solches Verhalten ist bei Aluminium und Aluminiumlegierungen verschiedentlich beobachtet worden[2]. Da eine Laue-Aufnahme in Richtung der Stabachse am Rande des zerrissenen Stabes eine vollkommene Dreizähligkeit aufwies, ist die letztere Annahme wahrscheinlicher, daß nämlich drei wirksame Gleitsysteme sich durchkreuzen.

Schubspannung und Abgleitung.

Die Dehnung der Kristallstäbe erfolgte mittels einer Zerreißmaschine von Mohr & Federhaff für 1 und 10 t Höchstlast.

Zunächst wurden die Dehnungen mit Hilfe eines Spiegelapparates von 10 mm Meßlänge und nach größeren Verformungen der größte und kleinste Durchmesser bei bestimmten Lasten gemessen.

Die Kurven Last—Querschnitt ($P - f$) und Spannung—Querschnitt ($s - f$) der untersuchten Kristalle sind in Abb. 17 und 18 wiedergegeben. Das Gleiten setzt bei den Messingkristallen meist recht plötzlich ein; aller-

[1] H. Mark, M. Polanyi und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 12, S. 58—116. 1922; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 103—115. 1927.

[1] C. F. Elam: A. a. O.; J. Weerts: Diss. T. H. Berlin, 1928.

[2] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 139. 1927; Bd. 42, S. 283—301. 1927; Bd. 49, S. 480—497. 1928.

Digitized by Google

dings gehen diesem Fließen schon geringe bleibende Dehnungen voraus[1]. Die Verfestigung ist zunächst gering; bei einigen Kristallen war sogar Lastabfall zu beobachten. Von etwa 5% Reckung ab biegen dann die Kurven scharf aufwärts.

Die Kristalle **3**, ***D*** und ***E***, die nach Abb. 21 Orientierungen besitzen, bei denen mehrere Gleitsysteme annähernd gleichwertig sind, zeigen schon in Abb. 18 von vornherein einen wesentlich stärkeren Spannungsanstieg als die übrigen Kristalle. Dies hängt sehr wahrscheinlich mit dem oben beschriebenen anfänglichen Auftreten mehrerer Gleitsysteme bei den hochsymmetrisch gelegenen Kristallen zusammen. Diese „störenden" Gleitungen bewirken also eine Spannungserhöhung, die noch deutlicher in den Schubspannung-Abgleitungskurven (Abb. 20) zutage tritt.

Das Einsetzen der zweiten Gleitung macht sich besonders in den Last—Querschnittskurven (Abb. 17) in einem plötzlichen Richtungswechsel bemerkbar. Dabei tritt bei fast allen Kristallen sogar zunächst Lastabfall ein, so daß die Kurven ein Maximum an der betreffenden Stelle aufweisen. Damit hängt auch die schon von Elam beobachtete Entstehung der Einschnürungen zusammen, die sich aber wieder ausstrecken müssen, wenn die Last nach Durchschreiten eines Minimums ansteigt[2].

Der verschiedenartige Verlauf der Kurven in Abb. 17 und 18 kann durch Umrechnung der technologischen Größen Zugspannung und Querschnittsänderung in die kristallographischen (wirksame) Schubspannung und Abgleitung bis zu einem gewissen Grade einheitlich dargestellt werden. Dabei entzieht sich nur der Kristallstab ***D*** in der Oktaederfläche vorläufig einer Einordnung, dessen durch mehrfache Gleitung verwickeltes Verhalten noch einer näheren Klärung bedarf.

Zu Beginn der Abgleitung ist die wirksame Schubspannung

$$\tau = s \cdot \cos\varphi \cdot \cos\varrho \qquad (2)$$

an der Streckgrenze, deren Wert für jeden Kristall der Abb. 19 entnommen wurde, nach Tabelle 3 mit recht guter Übereinstimmung konstant $= 1{,}44 \pm 0{,}07$ kg/mm².

Die Zugspannung bewegt sich dabei fast in den äußerst möglichen Grenzen 1 : 1,8 (4,9 kg/mm² bei Kristall ***D*** und 2,8 kg/mm² bei Kristall ***M***). Nunmehr kann es entsprechend der Auffassung von Schmid[1] für Kristalle der

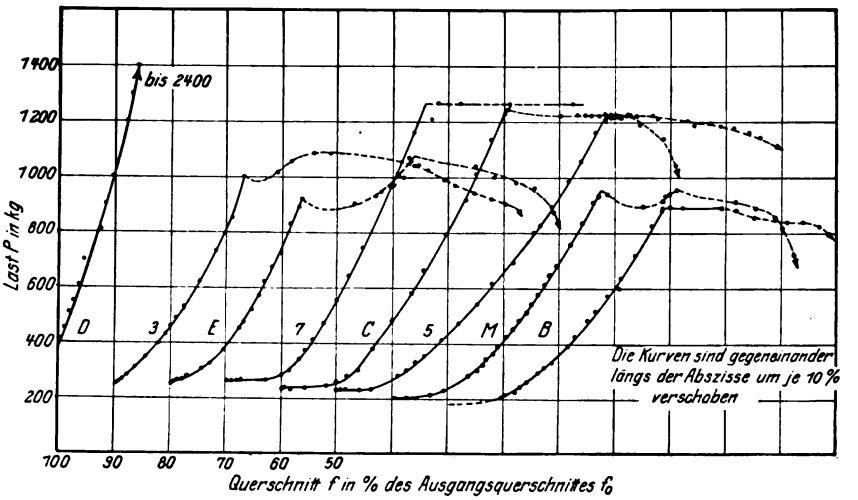


Abb. 17. Last-Querschnittskurven von Messingkristallen.

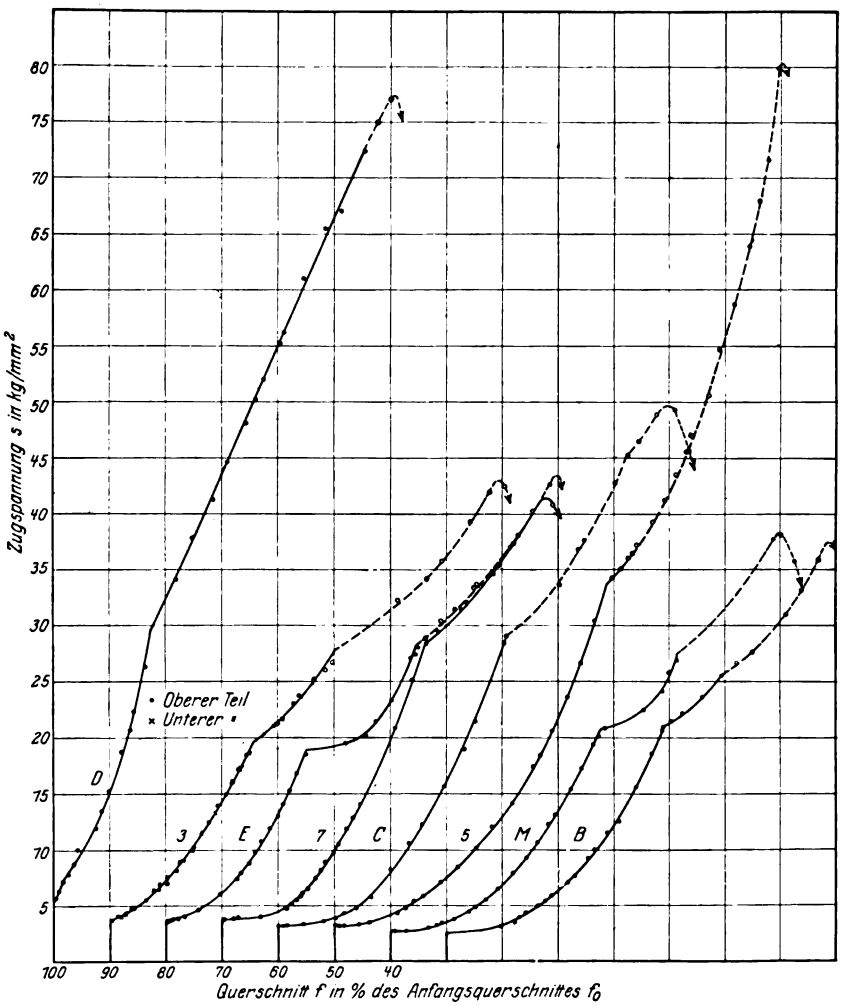


Abb. 18. Zugspannung-Querschnittskurven von Messingkristallen.

[1] G. Sachs und H. Shoji: A. a. O.

[2] G. Sachs: Ber. Werkstoffausschuß Ver. D. Eisenhüttenl. Nr. 58, 1925.

[1] E. Schmid: Proc. Int. Congr. Applied Mech. Delft S. 342—353. 1925; P. Rosbaud und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 32, S. 197—225. 1924; M. Georgieff und E. Schmid: Ebenda Bd. 36, S. 759—774. 1926; vgl. auch R. Karnop und G. Sachs: Ebenda Bd. 49, S. 480—497. 1928.

Digitized by Google

verschiedensten Systeme, bei denen einfache Verhältnisse hinsichtlich Gleitebene und Gleitrichtung vorliegen, als sichergestellt gelten, daß die wirksame Schubspannung die für den Gleitbeginn maßgebende Spannungsgröße ist[1].

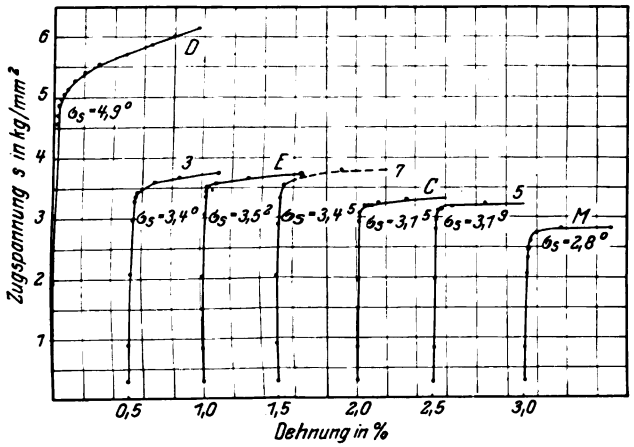


Abb. 19. Verformungskurven von Messingkristallen verschiedener Orientierung bei kleinen Dehnungen.

Als Verformungsgröße, welche die Verfestigung regelt, ist die kristallographische Abgleitung t eingeführt worden[2]. Für einfache Gleitung gilt

$$t = \frac{\cos\varrho}{\cos\varphi} - \frac{\cos\varrho_0}{\cos\varphi_0}. \qquad (3)$$

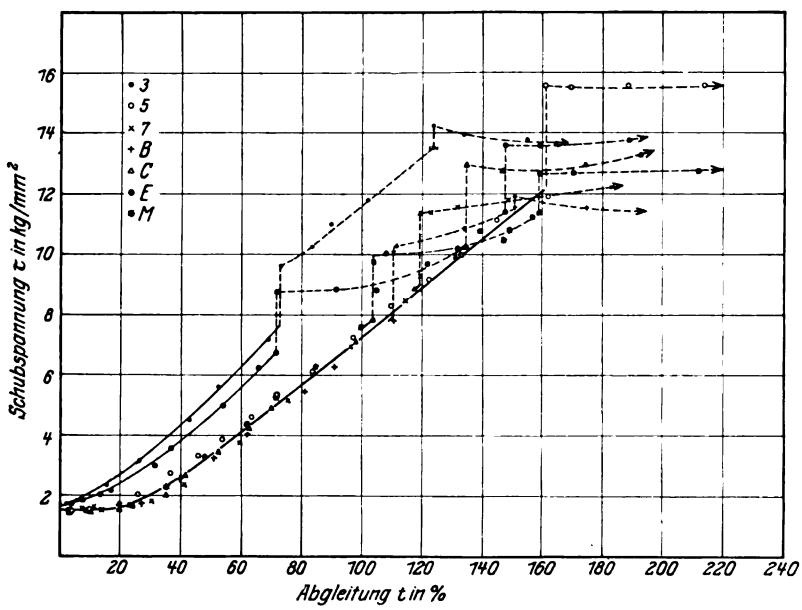


Abb. 20. Schubspannung-Abgleitungskurven von Messingkristallen. (Vom ersten Wechsel des Gleitmechanismus ab sind die Kurven gestrichelt.)

Da der Verformungsvorgang bei den Messingkristallen in mehreren Stadien abläuft, ist hier jedoch jedes einzelne Stadium als unabhängiger Versuch für sich zu behandeln. Man hat dann die Kurven für einen Kristall, die die Abhängigkeit der Schubspannung von der Abgleitung in jedem Stadium wiedergeben, zu der Gesamtkurve des Kristalls aneinanderzusetzen.

Diese Schubspannung-Abgleitungskurven (Abb. 20) fallen nun bis zum Einsetzen der zweiten Gleitung praktisch vollkommen für alle Kristalle zusammen, bei denen keinerlei Störungen durch mehrfache Gleitungen beobachtet wurden. Dagegen verlaufen die Kurven für die hochsymmetrisch orientierten Kristalle bis zu 50% höher. Die Störungen zu Beginn der Versuche, die im stellenweisen Auftreten mehrerer Gleitsysteme (Abb. 13) in Erscheinung treten, haben also in den ersten Dehnungsstufen eine starke Verfestigung des danach wirksamen Gleitsystems zur Folge, die sich bei weiterem Gleiten erhält. Allerdings wird nach Auswirkung dieser zusätzlichen Verfestigung (bei etwa 10% Abgleitung) im weiteren Verlauf der Gleitung der Unterschied gegenüber den anderen Kurven verhältnismäßig wieder geringer.

Diese Beobachtungen stehen in Übereinstimmung mit den schon früher an Aluminium beobachteten[1] Verhältnissen.

Die Verfestigungskurve der Messingkristalle verläuft aber ganz anders als bei Aluminium. Nach sehr geringen Spannungsänderungen im Beginn steigt hier die Schubspannung fast geradlinig mit der Abgleitung an, während bei Aluminium die Verfestigung zu Beginn am stärksten ist und dann stetig abnimmt.

Wie schon mehrfach erwähnt, setzt die zweite Gleitung verspätet ein[2]. Wie Abb. 21, in die auch zwei Versuche von Elam eingetragen sind, zeigt, hängt die Überschreitung der Symmetralen im wesentlichen ab von der Übergangsstelle auf den Symmetralen (Winkel zur Würfelkante [100] = α[1]). Der Abgleitungsbetrag Δt dabei ist, wie Abb. 22 zeigt, bei Kristallstäben in weiterer Um-

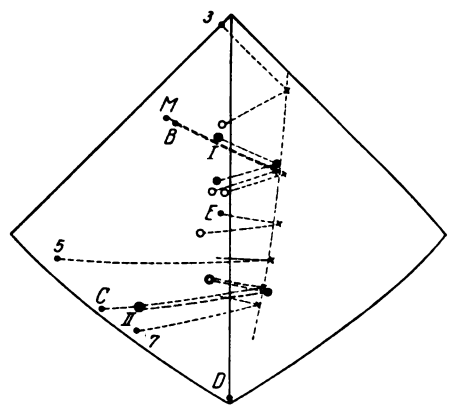


Abb. 21. Orientierungsänderungen verschiedener Kristalle von Messing bei Zugversuchen.
• Eigene Kristalle } Ausgangslage.
⊙ Kristalle von Elam }
⊗ 1. Wechsel } des Gleitmechanismus.
◎ 2. Wechsel }

[1] Siehe Anm. 1, S. 139.

[2] G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 71, S. 577—584. 1927; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 103—115. 1927; Z. techn. Phys. Bd. 8, S. 586—594. 1927; R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116—139. 1927; vgl. auch E. Schmid: Ebenda Bd. 40, S. 54—74. 1926.

[1] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 139. 1927; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. techn. Phys. Bd. 8, S. 586—594. 1927.

[2] Andeutungen eines zweiten Gleitflächensystems sind verschiedentlich schon bald nach Überschreitung der Symmetralen beobachtet worden. Die Folgen hiervon sind nicht näher untersucht, sondern als vernachlässigbar angesehen worden. Das Einsetzen der zweiten Gleitung ist also erst bei der plötzlichen Kraftänderung (Abb. 17), wobei gleichzeitig auch das zweite Gleitsystem deutlich hervortritt, angenommen worden. Diese Annahme führt, wie Abb. 21 zeigt, zu einer guten Übereinstimmung mit den Versuchen von Elam.

Digitized by Google

gebung der Würfellage annähernd konstant und nimmt dann nach der Oktaederlage zu erheblich ab. Dagegen ist in Abb. 21 keinerlei Einfluß der Größe des bis zur Symmetrale zurückgelegten Weges zu erkennen, der z. B. für Kristall 5 über 20°, für Kristall 3 und *E* nur 2° beträgt.

Bei Einsetzen der zweiten Gleitung ist also die Schubspannung auf diesem System wesentlich höher als auf dem zuerst wirksamen Gleitsystem. Daher äußert sich

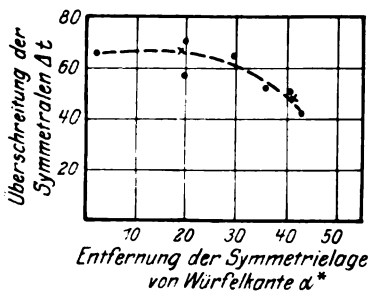


Abb. 22. Überschreitung der Symmetralen bei Einsetzen der zweiten Gleitung. (Δt in Prozenten, α^* in Winkelgrad.)

der Wechsel des Gleitmechanismus in den Schubspannung-Abgleitungskurven (Abb. 20) in einer sprunghaften Erhöhung der wirksamen Schubspannung vom Wert τ_1 auf dem ersten System auf τ_2 auf dem zweiten. Nach Tabelle 3 und Abb. 23 ist dabei der verhältnismäßige Spannungsunterschied

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_m} = 2 \cdot \frac{\tau_2 - \tau_1}{\tau_2 + \tau_1}$$

mit recht guter Annäherung konstant[1].

Durch Gleitung auf einer Gleitfläche werden also die diese Gleitfläche durchkreuzenden um 25% stärker verfestigt als die wirksame.

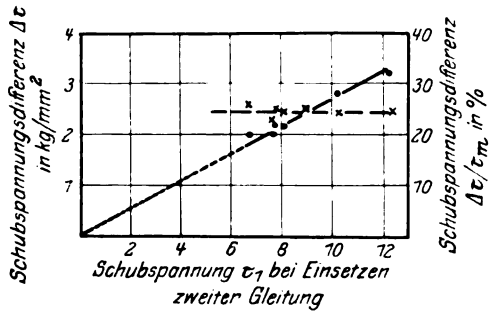


Abb. 23. Unterschied der Schubspannungen auf der zweiten und ersten Gleitfläche beim Einsetzen der zweiten Gleitung.

Die Verfestigung des zweiten Systems ist nach Abb. 20 im weiteren Verlauf der Gleitung nur noch gering. Die Kurven erheben sich dann nur noch wenig über den horizontalen Verlauf und schneiden zum Teil sogar trotz der sprunghaften Verfestigung beim Einsetzen der zweiten Gleitung die Kurven solcher Kristalle, die sehr weit auf einem System gleiten.

Das Wiedereinsetzen der ersten Gleitung geht ebenfalls unter einer gewissen Spannungserhöhung (Abb. 20) bzw. Überschreiten der Symmetrielage (Abb. 21) vor sich. Diese sind jedoch erheblich geringer als beim ersten Wechsel des Gleitsystems. Eine Verfestigung tritt weiterhin kaum noch ein; die Kurven fallen nach der zweiten Überhöhung meistens etwas ab. Eine quantitative Erfassung dieser letzten Vorgänge ist bisher nicht möglich gewesen, da die Genauigkeit der berechneten Größen nach mehrfachem Wechsel des Gleitmechanismus wegen der Unsicherheit der Anfangsorientierung und der Umkehrpunkte nur noch gering ist. Bei einigen Kristallen fällt auch der zweite Wechsel des Gleitmechanismus schon in die Brucheinschnürung.

Bei den Messingkristallen werden also im Gegensatz zu Aluminium und auch Kupfer, Gold und Silber[1] die nicht in Wirksamkeit befindlichen Gleitflächen stärker verfestigt als die gerade wirksamen, ähnlich wie es an Zinn und Zink schon festgestellt ist[2]. Dafür ist aber die Verfestigung nach Ablösung des einen Gleitsystems durch ein anderes teilweise so gering, daß die Verfestigungskurve weiterhin unter die bei einfacher Gleitung herabsinkt.

Tabelle 3.
Festigkeitseigenschaften von Messingkristallen.

Kristall	Streckgrenze: Zugspannung σ_s kg/mm²	τ/σ	Streckgrenze: Schubspannung τ_s kg/mm²	Festigkeit σ_B kg/mm²	Höchstlast: Querschnittsverminderung φ_k %	Höchstlast: Dehnung δ_k %
3	3,4⁰	0,42⁹	1,4⁶	15,8	40	67
5	3,1⁹	0,45²	1,4⁴	17,2	49	96
7	3,4⁵	0,41⁷	1,4⁴	18,1	53	111
B	—	—	—	12,9	50	100
C	3,1⁵	0,43⁸	1,3⁸	17,3	41 (60)	76 (153)
D	4,9⁰	0,28⁰	1,3⁷	32,9	≈55	≈122
E	3,5²	0,45⁰	1,5⁸	15,3	45	82
M	2,8⁰	0,49⁸	1,3⁹	13,0	51,5	106
			1,4 ± 0,0⁷			

Kristall	Schubspannungsänderung bei Einsetzen der zweiten Gleichung*: τ_1 kg/mm²	τ_2 kg/mm	$\Delta\tau$ kg/mm	$\frac{\Delta\tau}{\tau_m}$ %	Überschreitung der Symmetrale: α^*	Δt
3	7,6	9,6	2,0	23	3,0⁰	63
5	12,2	15,6	3.4	24⁵	35,8	53
7	8,9	11,4	2,5	25	43,0	41
B	8,0	10,2	2,2	24⁵	19,8	65
C	10,2	13,0	2,8	24	40,3	46
D	—	—	—	—	—	—
E	6,7	8,7	2,0	26	29,3	63
M	7,8	10,0	2,2	25	19,7	58
				25 ± 1		

* Bedeutung der Bezeichnungen siehe Text.

Der Bruch.

Die Brucheinschnürung der Messingkristalle bildete sich hier spätestens mit dem zweiten Wechsel des Gleitmechanismus aus[3]. Da die Schubspannung hierbei abfiel, verringerte sich die Kraft erst recht, und damit war

[1] Vielleicht könnte der Abb. 23 ein geringer Abfall mit zunehmender Schubspannung entnommen werden.

[1] C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 112, S. 289—296. 1926.

[2] M. Polanyi: Z. Krist. Bd. 61, S. 49—57. 1925; E. Schmid: Z. Phys. Bd. 40, S. 54—74. 1926.

[3] Aus den Angaben von Elam kann vielleicht entnommen werden, daß dort bei einigen Kristallen erst nach dem dritten Wechsel die endgültige Brucheinschnürung entsteht.

Digitized by Google

die Bedingung für die Ausbildung einer Einschnürung gegeben[1].

Auch nach dem ersten Wechsel tritt, wie Abb. 17 zeigt, verschiedentlich ein Stillstand in der Lastanzeige ein und es entsteht gleichzeitig eine Einschnürung. Die darauf einsetzende Verfestigung bewirkt aber bei der Mehrzahl der untersuchten Kristalle wieder einen Lastanstieg und damit eine Ausglättung der Einschnürung. Bei einigen Kristallen fällt aber schon, wie aus Abb. 17 ersichtlich ist, nach dem ersten Wechsel die Last allmählich ab und es bildet sich die Brucheinschnürung aus.

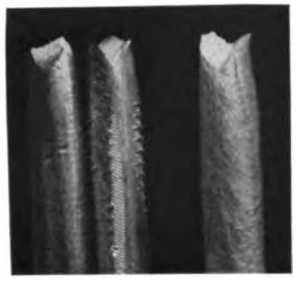


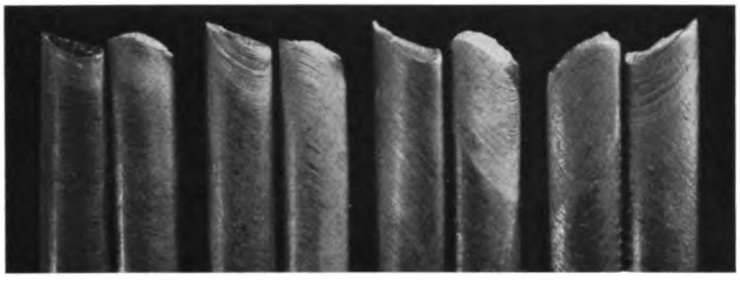
Abb. 24. Bruchflächen von Kristall D in Oktaederlage.

Abb. 25. Bruchfläche von Kristall 5.

wird. Bei einigen Kristallen ist es auch schwierig, zu entscheiden, ob die Dehnung des größeren Stabteiles oder die wesentlich höhere des ziemlich ausgedehnten Einschnürungsbereiches als Dehnung des betreffenden Kristalles anzusprechen ist.

Eine Berechnung des Dehnungskörpers, wie sie bei Aluminium durchgeführt ist[1], wird durch diese Verwicklungen sehr erschwert. Grundsätzlich besteht aber diese Möglichkeit durchaus, wenn außer der Bedingung für das Einsetzen der zweiten Gleitung noch die weitere Verfestigung zuverlässig bekannt wäre.

Die Festigkeit (Tabelle 3) ist von dem Umstand, daß der Eintritt der Einschnürung entweder nach dem ersten oder dem zweiten Wechsel der Gleitung eintritt, weniger abhängig, da der Lastzuwachs in diesem Stadium gering ist. Eine rechnerische Erfassung scheitert jedoch vorläufig daran, daß der widerstandssteigernde Einfluß der störenden Gleitbewegungen bei hochsymmetrischen Orientierungen noch nicht im ganzen Umfang erfaßt ist. Dadurch biegt sich die Oberfläche eines Festigkeitskörpers in der Nähe solcher Lagen zu einem scharfen Grat auf. Der Festigkeitskörper dürfte im übrigen ganz



M E 7 C

Abb. 26. Eigenartige Bruchflächen von Messingkristallen. (Nat. Größe.)

3 E

Abb. 27. Bruchflächen von Messingkristallen mit doppelter Schneide.

Diese Einschnürung, welche die Dehnung der Kristalle im wesentlichen abschließt, kann also je nach der Orientierung nach dem ersten oder dem zweiten Wechsel entstehen. Nur in Ausnahmefällen geht nach Abb. 17 die Last stetig durch ein Maximum, womit allgemein die Bedingung für die Ausbildung einer Einschnürung gegeben ist. Die wenigen untersuchten Kristalle gestatten noch nicht, die Orientierungsgebiete für die verschiedenen Fälle gegeneinander abzugrenzen und damit die Abhängigkeit der Dehnung (Tabelle 3) von der Orientierung (Dehnungskörper) vollständig festzulegen. Ein breiter Bereich, der sich im Lagendreieck (Abb. 21) von der Würfelkante 100 bis zur Würfeldiagonalen 111 erstreckt, umfaßt die Kristalle, die erst nach dem zweiten Wechsel des Gleitmechanismus reißen. Und da die Kristalle an der Grenze dieses Bereiches zum übrigen Teil des Lagerdreiecks jedesmal den größten Weg bis zum Wechsel zurückzulegen haben, reißen sie auch nach der größten Dehnung. Da aber allgemein die Laststeigerung nach dem ersten Wechsel gering ist, ist die Dehnung sehr empfindlich gegen Störungen. Die Werte von Elam für zwei Kristalle liegen z. B. wesentlich über den hier für ähnlich gelegene Kristalle festgestellten, was mit den hier festgestellten Baufehlern zusammenhängen ähnlich wie bei Aluminium aussehen, wo diese Erscheinung ebenfalls, wenn auch in geringerem Maße, beobachtet worden ist.

Während es aber bei Aluminium im wesentlichen mechanische Überlegungen waren, die aus dem stetigen Verlauf der Verfestigungskurve Festigkeit und Dehnung zu berechnen gestatteten, werden bei Messing der Höchstwert der Last und der Beginn der Brucheinschnürung hauptsächlich durch einen Wechsel im kristallographischen Verhalten bestimmt.

Auch die Ausbildung des Bruches ist von der Orientierung gesetzmäßig abhängig. Abgesehen von dem eigenartigen, seiner dreizähligen Lage entsprechenden Bruch (Abb. 24) des Kristalles *D* in der Oktaederlage sowie auch dem des Kristalls 5 in der Nähe der Flächendiagonale (Abb. 25), treten nur zwei Bruchformen (Abb. 26 und 27) mit Übergängen auf. Am häufigsten ist die schon beschriebene[2] eigentümliche ungleichartige Ausbildung der beiden Stabhälften, die nach Abb. 26 von Fall zu Fall nur wenig verschieden ausfällt. Die andere Bruchform (Abb. 26) besteht beiderseitig aus einer eingekerbten Schneide, ähnlich wie bei Aluminium[3]. Der Kristall *E* bildete einmal die eine Bruchform, ein

[1] Vgl. G. Sachs: Ber. Werkstoffausschuß Ver. D. Eisenhüttenl. Nr. 58, 1925.

[1] Frhr. v. Göler und G. Sachs: A. a. O.

[2] G. Sachs und H. Shoji: A. a. O.

[3] R. Karnop und G. Sachs: A. a. O.

Digitized by Google

zweites Mal die andere; der Bruch des Kristalls *C* ließ einmal auch eine gewisse Ähnlichkeit mit dem des Kristalls 5 erkennen.

Eine wirkliche Klärung des Bruchvorganges ist bisher nicht gelungen. Es steht nur fest, daß er als Folge starker Gleitungen anzusprechen ist. In der Nähe des Bruches beginnen, wie Abb. 26 und 27 zeigen, die Gleitlinien meist aufzuklaffen und die Begrenzungen der Bruchstelle folgen teilweise solchen Anrissen. Bemerkenswert ist noch dabei, daß die Gleitebenen in der Nähe der Bruchstelle stark gebogen sind. Vom Anbruch bis zur endgültigen Trennung gehen dann noch unter starkem Lastabfall Verformungen vor sich, die die endgültige Gestalt des Bruches bestimmen und noch nicht erfaßt worden sind.

Für die Unterstützung der Untersuchung sind wir der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zu besonderem Danke verpflichtet. Bei der Durchführung der Versuche hat Herr Böhme wertvolle Mitarbeit geleistet. Mancherlei Anregung verdanken wir der Aussprache mit Frhrn. v. Göler.

Leitfähigkeit und Kaltverformung.

Von **M. Masima** und **G. Sachs**[1].

Von den physikalischen Eigenschaften, die von dem mechanischen Zustande eines Stoffes stark abhängen, ist die elektrische Leitfähigkeit besonders eingehend untersucht worden[2]. Durch Kaltverformung wird der elektrische Widerstand erhöht, der Temperaturkoeffizient herabgesetzt; durch Anlassen treten rückläufige Veränderungen ein.

Die allgemeine Anschauung geht dahin, einen engen Zusammenhang zwischen den Veränderungen des Gleitwiderstandes (Härte, Festigkeit) und des elektrischen Widerstandes vorauszusetzen. Die bisherigen Untersuchungen stellen jedoch keineswegs einen eindeutigen Zusammenhang zwischen beiden Größen sicher. Vielmehr lassen verschiedene Arbeiten erkennen, daß die Abhängigkeit der elektrischen und der mechanischen Eigenschaften von der mechanischen und thermischen Behandlung erheblich verschieden sein kann.

Zur Klärung dieser Frage wurden einige Versuche an einzelnen Kristallen von Messing durchgeführt. Bei Messingkristallen mit hohem Zinkgehalt lassen sich bei der Deformation eine Anzahl verschiedener Vorgänge ziemlich klar voneinander unterscheiden[3]. Infolgedessen konnten auch gewisse Zusammenhänge zwischen den mechanischen und den elektrischen Veränderungen eindeutig erkannt werden. Es ergab sich eine vollkommen verschiedenartige Abhängigkeit der Leitfähigkeit und des Gleitwiderstandes vom mechanischen Zustande. Das saubere Gleiten eines Kristalls, das mit erheblicher Verfestigung verbunden ist, hat nur geringe Veränderung der Leitfähigkeit zur Folge. Dagegen führen Verwickelungen und Störungen des Gleitvorganges zu erheblichen Erhöhungen des elektrischen Widerstandes. Beim Anlassen ändert sich die Leitfähigkeit bei wesentlich niedrigeren Temperaturen als der Gleitwiderstand (Härte).

Für die Versuche dienten drei durch langsame Erstarrung hergestellte Messingkristalle mit rund 72 Gew.-% Kupfer. Das mechanische Verhalten dieser Legierung ist aus früheren Versuchen weitgehend bekannt. Ihre Orientierung, angegeben durch die Winkel der Stabachsen gegen die Würfelkanten des Kristallgitters zeigt Tabelle 1. Der Widerstand der Kristalle wurde mit Hilfe einer Thomson-Brücke bestimmt und auf 22° C reduziert. Die Absolutwerte des Widerstandes für die drei Kristalle gehen um über 10% auseinander, vermutlich infolge ihres verschiedenen Reinheitsgrades. Die genaue Vorgeschichte der Kristalle war nicht bekannt; wahrscheinlich waren sie zum Teil aus technischem, zum Teil aus reinerem Material erschmolzen. Auch ergab sich bei einem Kristall an einem Ende eine um fast 2% geringere Leitfähigkeit als an dem anderen Ende (Abb. 2). Hierdurch wird die Genauigkeit der Messungen beeinträchtigt, da bei Aufrechterhaltung einer gleichen Meßlänge der gemessene Stabbereich mit zunehmender Dehnung sich verringert. Weiter ist die Genauigkeit durch die Unsicherheit der Querschnittsvermessung und durch den erheblichen Einfluß der Temperatur (vgl. Abb. 5) beeinflußt. Zur Bestimmung des Querschnitts wurden die kleinste und größte Abmessung des Stabes von Zentimeter zu Zentimeter gemessen und hieraus Mittelwerte gebildet. In gewissen Stadien der Versuche ist der Stab aber ziemlich ungleichmäßig. Die Genauigkeit der Messungen dürfte daher im ganzen nur etwa $\pm 0{,}1$ bis 0,2% betragen.

Tabelle 1.
Orientierung der untersuchten Messingkristalle.

Kristall	Winkel zwischen Stabachse und Würfelkanten		
	α_1	α_2	α_3
L	45°	46°	86°
N	13	77	88
23	25	71	71

Leitfähigkeit und Dehnung.

Die Veränderung des spezifischen Widerstandes bei der Dehnung der Kristalle ist in Abb. 1 bis 3 wiedergegeben und der Last—Querschnittskurve gegenübergestellt.

Die Kurven zeigen, daß die Leitfähigkeit sich ganz ausgesprochen in mehreren Stadien ändert. Die ersten Dehnungen haben eine starke Widerstandserhöhung (bis 1%) zur Folge. Von etwa 5% Querschnittsverminderung ab bis zu 20% bleibt der Widerstand dann annähernd

[1] Original: Z. Phys. Bd. 51, S. 321—326. 1928.

[2] Vgl. G. Sachs: Mechanische Technologie der Metalle, Leipzig 1925, S. 177. A. Schulze: Elektrische und Wärmeleitfähigkeit, Bd. 2, Teil 2, 6 von Guertler: Metallographie, Berlin 1925, S. 142, 839, 902.

[3] G. Sachs und H. Shoji: Z. Phys. Bd. 45, S. 776—796. 1927. M. Masima und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 50, S. 161 bis 186. 1928.

Digitized by Google

konstant. Bei Kristall *L* (Abb. 3) tritt darauf bis 35% ein Abfall ein. Es folgt dann bei allen Kristallen eine in steigendem Maße zunehmende Widerstandserhöhung.

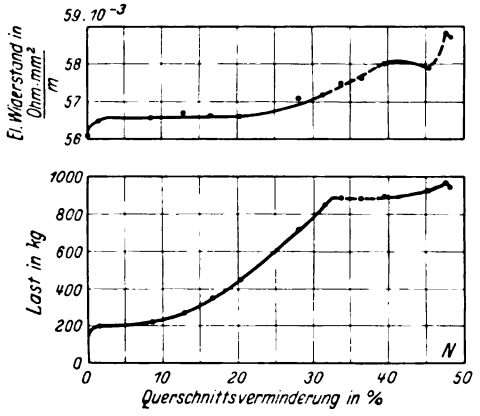


Abb. 1. Veränderung des elektrischen und des mechanischen Widerstandes eines Messingkristalls (*N*) beim Dehnen.

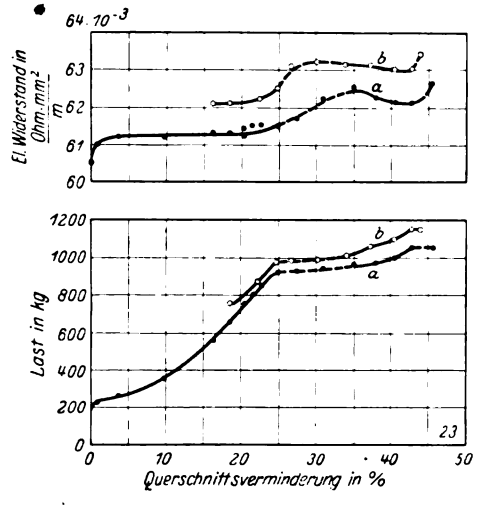


Abb. 2. Elektrischer und mechanischer Widerstand eines gedehnten Messingkristalls (23).

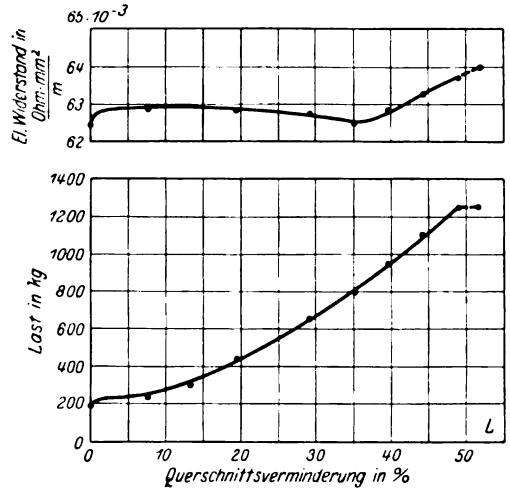


Abb. 3. Elektrischer und mechanischer Widerstand eines gedehnten Messingkristalls (*L*).

Diese hält bei Kristall *L* bis zum Ende des Versuchs, d. h. bis zur beginnenden Ausbildung der Brucheinschnürung an. Bei den beiden anderen Kristallen folgen dagegen wieder eine Widerstandsabnahme und eine erneute Zunahme bei Ausbildung der Brucheinschnürung.

Die Leitfähigkeitsänderungen stehen nun offenbar in einem engen Zusammenhange mit den Deformationserscheinungen. Was zunächst den Unterschied zwischen dem Kristall *L* und den beiden anderen anbetrifft, so beruht dieser, wie schon die Schaubilder in Abb. 1 bis 3 erkennen lassen, darauf, daß infolge der verschiedenen Orientierung (Tabelle 1) die Kraft- und Verformungsverhältnisse bei den letzteren Kristallen öfter wechseln. Die plötzlichen Änderungen des Kraftverlaufs in den Kurven entsprechen jedesmal einem Wechsel des Verformungsmechanismus, indem Gleiten auf einem Flächensystem plötzlich von Gleiten auf einem anderen System abgelöst wird, was sich mehrfach wiederholen kann. Die gestrichelten Kurventeile deuten dabei an, daß in diesen Bereichen die Gleitung sich nicht gleichmäßig über den ganzen Stab, sondern von einer Stelle ausgehend sich allmählich über den Stab erstreckt. (Die Querschnittsangaben bei den Schaubildern Abb. 1 bis 3 sind daher Mittelwerte.) Gerade in diesen Gebieten nimmt nun der elektrische Widerstand erheblich zu, während der Gleitwiderstand sich verhältnismäßig wenig ändert. Abb. 1 bis 3 zeigen ferner, daß der Widerstandsanstieg nicht mit dem Wechsel des Gleitmechanismus beginnt, sondern schon vorher allmählich einsetzt. Dies entspricht der Beobachtung, daß auch vor dem plötzlichen Wechsel des Kraftverlaufs vielfach schwache Gleitlinien, die dem neueinsetzenden Flächensystem zugehören, sichtbar werden[1]. Im Gegensatz zu Aluminium- und Kupferkristallen verhalten sich nämlich die möglichen Gleitflächen bei der Deformation von Messingkristallen nicht gleichartig. Die zuerst in Wirksamkeit tretenden verfestigen sich schwächer als die nicht wirksamen. Dies äußert sich darin, daß die symmetrische Lage zweier Gleitflächen, die sich infolge der Dehnung stets früher oder später einstellt, bei hochzinkhaltigen Messingkristallen nicht dazu führt, daß sich das zweite Gleitsystem (entsprechend den kristallographischen Symmetrieverhältnissen) zur Hälfte an der weiteren Deformation beteiligt. Vielmehr beherrscht noch das erste System, wenn auch nicht vollständig, so doch noch eine Zeitlang überwiegend die Deformation. Dann setzt erst ziemlich plötzlich das zweite Gleitsystem ein und übernimmt nun den größeren Anteil an der Dehnung. Eine genauere Untersuchung dieser verwickelten Vorgänge, die sich mit abnehmendem Zinkgehalt verwischen und dem für Aluminium und Kupfer charakteristischen Verhalten nähern, ist im Institut in Angriff genommen worden.

In den Gebieten dagegen, in denen die Gleitvorgänge besonders ungestört ablaufen, und welche nach den Schaubildern eine erhebliche Verfestigung zur Folge haben, sind die Widerstandsänderungen gering. Es tritt sogar dabei mehrfach einwandfrei eine Verringerung des Widerstandes ein.

Schließlich ist noch die Widerstandserhöhung zu Beginn der Dehnung zu erörtern, die scheinbar keine Erklärung durch das Kraftschaubild findet. Es ist aber bekannt, daß gerade die ersten Verformungen Inhomogenitäten (innere Spannungen) des Kristalls zur Folge haben, die sich in der Polarität des Gleit-

[1] M. Masima und G. Sachs: a. a. O.

Digitized by Google

widerstandes, dem sogenannten Bauschinger-Effekt, auswirken[1].

Es zeigt sich also, daß Gleitvorgänge nur dann eine Widerstandserhöhung zur Folge haben, wenn dadurch irgendwelche gröbere Störungen in der Homogenität des Kristallgitters nachweisbar entstehen. Läuft die Gleitung dagegen äußerlich glatt ab, so werden, nach dem Widerstandsabfall zu urteilen, diese Störungen sogar wieder verringert. Die Verfestigung des Kristallgitters hat keinerlei erkenntlichen Einfluß auf die elektrische Leitfähigkeit.

Leitfähigkeit und Anlassen.

Auch die Versuche über die Wirkung zunehmender Anlaßtemperatur ergeben nach Abb. 4 eine andere Wirkung auf den elektrischen als auf den mechanischen Widerstand[2]. Die Leitfähigkeit nimmt schon bei niedrigen Anlaßtemperaturen stark ab, während die Kugeldruckhärte bis über 300° C wenig verändert wird. In der Gegend der Rekristallisationsgrenze (hier ~460° C) und der Grenze vollständiger mechanischer Entfestigung

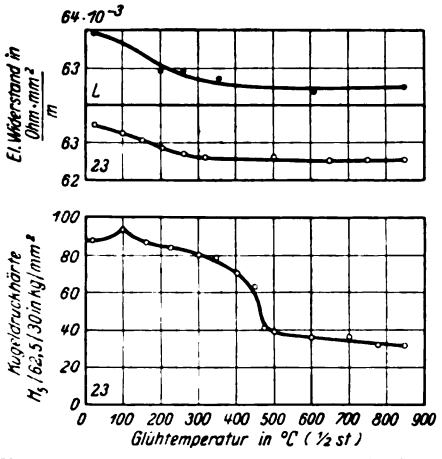


Abb. 4. Veränderung des elektrischen und des mechanischen Widerstandes gedehnter Messingkristalle beim Anlassen.

erreicht der Widerstand einen gleichbleibenden Wert, der teils höher liegt als der Wert des unverformten Kristalls, teils diesem etwa gleich ist. Mit der Rekristallisation ändert sich also die Leitfähigkeit nicht merklich; und auch die bei 850° schon eintretende Zinkverdampfung hat wenig Einfluß.

Die Änderung der Leitfähigkeit mit dem Anlassen ist danach ebenfalls erheblich anders als die des Gleitwiderstandes (Härte). Dagegen dürften die inneren Spannungen in ähnlicher Weise wie der elektrische Widerstand beim Anlassen abnehmen[1]. Die Härte zeigt den von feinkristallinem Material her bekannten Verlauf.

Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit.

Nach den Untersuchungen an feinkristallinem Material ist der durch mechanische Beanspruchung hervorgerufene Zusatzwiderstand dadurch gekennzeichnet, daß er von der Temperatur unabhängig ist[2]. Von Geiss und van Liempt[3] ist dieses „erweiterte Gesetz von Matthiessen" selbst bei den außerordentlich hohen Widerstandsänderungen (60%) von Wolframdraht infolge Ziehen und Anlassen bestätigt worden. Auch bei den Messingkristallen ist, wie Abb. 5 zeigt, die durch die Dehnung entstandene Widerstandserhöhung bei Temperaturen zwischen 20 und —185° C[4] mit hoher Annäherung gleichbleibend.

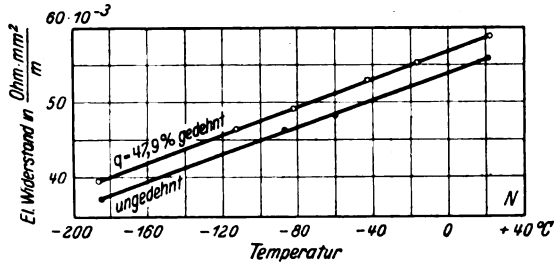


Abb. 5. Elektrischer Widerstand eines Messingkristalls (*N*) bei verschiedenen Temperaturen (unverformt und um $q = 47{,}9\%$ Querschnittsverminderung gedehnt).

Über die Natur des Zusatzwiderstandes besteht noch keine Klarheit. Nach der Elektronentheorie der metallischen Leitfähigkeit wird die Bewegung der Elektronen durch Störungen des Gitters erschwert[5]. Nach der vorliegenden Untersuchung haben diese Störungen nichts unmittelbar mit den mechanischen Zustandsänderungen des Stoffes (Verfestigung und Entfestigung) zu tun. Eher könnten die Anwesenheit und Verteilung innerer Spannungen — und zwar sowohl in kleinsten als auch in größeren Bereichen — für die Leitfähigkeitsänderungen verantwortlich gemacht werden. Eine experimentelle Prüfung etwaiger Zusammenhänge steht jedoch bisher noch fast ganz aus. Geiss und van Liempt[6] glauben zwar nach ihren in dieser Richtung hin unternommenen Versuchen die inneren Spannungen als unwesentlich und die Deformation der Elektronenhüllen als maßgebend ansehen zu können. Die physikalische Notwendigkeit einer solchen Unterscheidung erscheint jedoch noch nicht überzeugend klargelegt; weitere Versuche zu dieser Frage wären sehr erwünscht.

---

[1] G. Sachs und H. Shoji: a. a. O.

[2] Als mechanische Kenngröße ist die Kugeldruckhärte auf Querschnitten gemessen worden (Kugeldurchmesser = 5 mm, Belastung = 62,5 kg, Eindruckdauer = 30 Sek.). Die Proben wurden stufenweise steigender Temperatur je $^1/_2$ St. ausgesetzt. Für Vergleichsversuche erscheint es ausreichend, diese geringe Anlaßdauer von $^1/_2$ St. zu wählen. Ob die festgestellten Größen sich überhaupt bei sehr langer Anlaßdauer Endwerten nähern, ist bisher nicht sichergestellt. Die Wahl einer längeren Anlaßdauer würde daher auch keinen grundsätzlichen Unterschied bedeuten. Bei der Dehnung ändert sich die Härte, wie durch besondere Versuche festgestellt wurde, ähnlich wie die Last.

[1] G. Sachs und H. Shoji: a. a. O.

[2] Vgl. E. Grüneisen: Metallische Leitfähigkeit, Handbuch der Physik XIII, 8, 47.

[3] W. Geiss und J. A. M. van Liempt: Z. anorg. Chem. Bd. 133, S. 107—112. 1924; Bd. 143, S. 259—267. 1925; Z. Phys. Bd. 41, S. 867—871. 1927; Bd. 45, S. 631—634. 1927.

[4] Die Messungen bei den Zwischentemperaturen wurden in einem Dewargefäß mit Pentan, das mit Hilfe von flüssiger Luft auf eine beliebige Temperatur gebracht worden war, durchgeführt. Kontaktschrauben und Zuführungsdraht waren, um Thermoströme zu vermeiden, ebenfalls aus Messing.

[5] Vgl. E. Grüneisen: a. a. O. S. 47.

[6] a. a. O.

Digitized by Google

Dichte und Kaltverformung.

Von **M. Masima** und **G. Sachs**[1].

Durch Versuche an einzelnen Kristallen von Messing wurde wahrscheinlich gemacht, daß die Veränderungen der elektrischen Leitfähigkeit[2] infolge von Kaltverformung und Anlassen mit der Anwesenheit und Beseitigung von Inhomogenitäten (inneren Spannungen)[3] im Kristallgitter zusammenhängen. Dagegen ergab sich keinerlei Zusammenhang mit den mechanischen Eigenschaftsänderungen (Verfestigung und Entfestigung).

Die im folgenden mitgeteilten Versuche über die Dichteänderungen[4] einiger Messingkristalle (Tabelle 1 und 2) führten insofern zu einem ähnlichen Ergebnis, als auch die Dichte ausschlaggebend von Nebenerscheinungen der Kristallgleitung abhängt, welche für den Verfestigungsvorgang von geringer Bedeutung sind. Nur

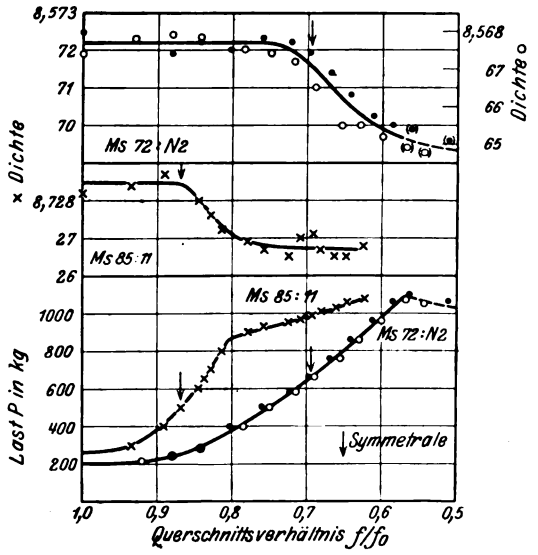


Abb. 1. Dichteänderung und Laständerung von Messingkristallen beim Dehnen.

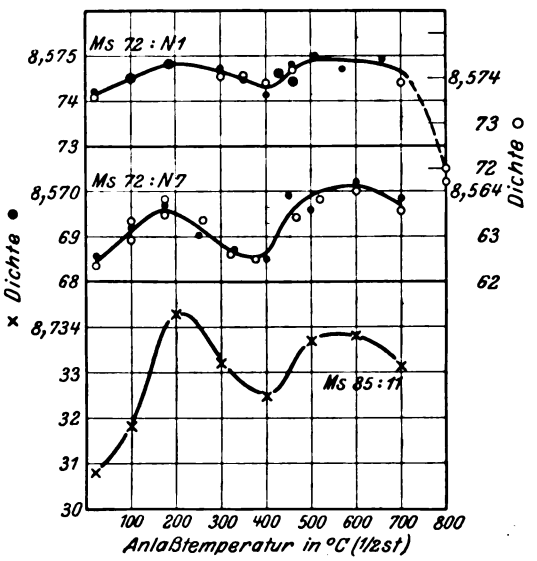


Abb. 2. Dichteänderung gedehnter Messingkristalle beim Anlassen.

ein sich beim Anlassen einschiebender Effekt (Dichteerniedrigung) läßt auf einen Zusammenhang mit der Kristallerholung schließen.

Wie Abb. 1 und Tabelle 1 zeigen, treten nachweisbare Veränderungen der Dichte nur in einem durch besonders verwickelte Gleitvorgänge gekennzeichneten Dehnungsstadium auf. Wenn nämlich durch das einfache Gleiten auf einem Gleitsystem und die damit verbundenen Orientierungsänderungen ein zweites geometrisch gleichberechtigt wird oder — wie man sagt — die Symmetrale erreicht wird (angedeutet durch ↓ in Abb. 1), geht die weitere Verformung zunächst so vor sich, daß das erste Gleitsystem mit etwa 85%, das zweite mit 15% daran beteiligt ist[1]. Je höher der Zinkgehalt, desto länger hält dieser mit einer strengen kubischen Symmetrie unvereinbare Zustand an. Dann übernimmt das zweite Gleitsystem die weitere Verformung, was in den Lastkurven (Abb. 1) eine scharfe Richtungsänderung zur Folge hat. Die Dichteänderungen beschränken sich nun nach Abb. 1 hauptsächlich auf das Gebiet nach Überschreitung der Symmetralen bis zum vollständigen Einsetzen der zweiten Gleitung. Zu Beginn und im weiteren Verlauf der Dehnung gehen etwaige Veränderungen nicht über die Fehlergrenze der Versuche hinaus (im Mittel $\sim \pm 0{,}0002 = \pm 0{,}002\%$).

Der Gesamteffekt beträgt nach Abb. 1 etwa 0,03%. In Wirklichkeit ist er ungefähr doppelt so groß, da von den gedehnten Kristallstücken rund die Hälfte als Einspannung diente. Diese Teile wurden vor den Versuchen in einem Gesenk gestaucht und blieben daher weiterhin unverändert. Beim Versuch am Kristall mit 85% Cu (Ms 85 : 11) mußten die Köpfe im Verlauf des Versuches abgeschnitten werden, da die Probe für die Dichtemessungen zu groß wurde.

Durch Anlassen wird die Dichte entsprechend Abb. 2 und Tabelle 2 in höchst eigentümlicher Weise verändert. Betont sei zunächst, daß der allgemeine Verlauf dieser Dichteänderungen in einer Anzahl mehr oder weniger genauer Versuchsreihen übereinstimmend zu erkennen war. Die Größe der Effekte ist jedoch in starkem Maße davon abhängig, ob der Kristall nur bis zum ersten Wechsel des Gleitsystems, also bis zu den Knickstellen in den Lastkurven Abb. 3, oder in das Gebiet zweiter Gleitung hinein bzw. noch weiter gedehnt wird. Während nach einer solchen weitgetriebenen Verformung, wie

[1] Original: Z. Phys. Bd. 54, S. 666—673. 1929.

[2] M. Masima und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 51, S. 321 bis 327. 1928.

[3] G. Sachs und H. Shoji: Ebenda Bd. 45, S. 776—796. 1927.

[4] Über Dichteänderung einzelner Kristalle durch Verformung liegen bisher einige Versuche von H. O'Neill: J. Iron Steel. Inst. Bd. 109, S. 93—108. 1924, I und G. Sachs und H. Shoji: A. a. O., vor, die aber keine durchsichtigen Effekte ergaben. Weitere Literatur über Dichte und Verformung siehe H. O'Neill: J. Inst. Metals Bd. 39, S. 63 bis 66. 1928 und G. Sachs: Mech. Technologie der Metalle, S. 176—177. Leipzig 1925.

[1] Eine eingehende Untersuchung hierüber von Frhrn. v. Göler und G. Sachs befindet sich in Drucklegung.

Digitized by Google

Tabelle 1. Dichteänderung von Messingkristallen beim Dehnen.

Bezeichnung der Probe	Last kg	Querschnitt* f mm²	Querschnittsverhältnis f/f_0	Temperatur °C	Gewicht in Luft g	Gewicht in Wasser g	Dichte gemessen	Dichte bezogen auf 19° C	Bemerkungen
Ms 72: N 2a	0	75,0	1,000	20,5	37,0779	32,7536	8,5743	8,5725	Symmetrale bei f/f_0 = 0,696
	240	65,7	0,880	20,5	78	532	737	719	
	280	63,3	842	20,8	74	532	744	722	
	400	60,3	803	20,8	73	531	742	720	
	500	57,0	760	19,1	69	518	724	723	
	580	54,2	723	18,9	68	515	721	722	
	660	52,2	697	18,2	68	509	709	719	
	760	50,1	669	18,7	67	508	709	714	
	860	48,3	643	20,0	66	513	720	708	
	960	46,1	613	20,2	66	511	716	702	
	1060	44,0	584	20,2	61	505	713	700	
	1100	42,4	563	19,1	52	490	699	(699)	2. Gleitsyst. u. Einschn.
	1060	38,3	510	18,4	26	462	689	(696	3. Gleitsyst. u. Einschn.
Ms 72: N 2b	0	74,8	1,000	19,6	38,0769	33,6329	8,5681	8,5674	Symmetrale bei f/f_0 = 0,696
	220	72,2	0,970	21,0	767	337	702	78	
	235	66,7	880	20,2	766	333	699	79	
	280	63,0	843	16,6	764	308	651	78	
	400	58,8	785	16,3	761	303	645	75	
	500	56,0	749	18,1	760	311	663	74	
	580	53,6	716	18,7	758	312	668	72	
	660	51,5	690	19,3	758	312	668	65	
	760	49,3	654	20,0	754	308	667	55	
	860	47,1	630	19,6	749	301	662	55	
	960	44,9	600	19,6	644	207	659	52	
	1075	42,4	567	19,6	630	193	656	(49)	2. Gleitsystem und Einschnürung
	1055	40,8	545	19,2	569	136	650	(48)	
Ms 85: 11b	0	75,9	1,000	19,5	53,2808	47,1769	8,7289	8,7282	Symmetrale bei f/f_0 = 0,870
	300	71,0	0,935	19,2	2808	1767	87	84	
	400	67,4	891	18,9	2794	1753	85	87	
	600	64,0	844	18,6	2762	1718	75	80	
	600	64,0	844	18,9	37,7254	33,4035	89	90	Stab verkürzt: zu korrigieren um − 0,0010
	700	63,0	829	18,7	7254	4032	82	86	
	800	61,8	814	19,3	7251	4032	88	82	
	900	59,2	780	19,1	7242	4020	80	79	
	925	57,4	757	18,3	7226	4000	68	77	
	950	55,2	726	17,4	7177	3952	58	75	2. Gleitsystem
	970	53,7	707	17,6	7124	3907	64	80	
	990	52,7	693	17,0	7090	3875	59	81	
	1010	51,9	682	19,0	7061	3858	77	77	
	1035	50,4	662	18,9	7010	3811	73	75	
	1060	49,0	647	17,9	6949	3752	63	75	
	1075	47,4	624	16,8	6927	3728	54	78	

* Querschnitt als Mittelwert über ganze Versuchslänge genommen.

z. B. beim Kristall N 7 in Abb. 2, im Verlauf der Dichtekurve ausgesprochene Veränderungen wahrnehmbar sind, gehen diese nach einer Gleitung, die sich wie beim Kristall N 2 vorwiegend auf das erste Gleitsystem beschränkte, kaum über die Fehlergrenze der Versuche hinaus.

Übereinstimmend lassen aber die Kurven in Abb. 2 erkennen: 1. eine Dichteerhöhung bei Anlaßtemperaturen bis 200°, 2. eine Verringerung bis etwa 400° und 3. wieder einen ziemlich schroffen Anstieg oberhalb 400°. Bei weiterer Temperatursteigerung ändert sich die Dichte zunächst nicht merklich, von 700° ab verringert sie sich aber stark. Dies dürfte jedoch auf die Verdampfung von Zink zurückzuführen und damit für die vorliegende Untersuchung unwesentlich sein. Im ganzen tritt also danach durch Glühen, wie zu erwarten war, eine Dichteerhöhung ein. Im Höchstfalle betrug sie rund 0,04%. Die durch Dehnen bewirkte Dichteabnahme (≈0,06%) wird also durch das Glühen nur zum Teil beseitigt.

Bei niedrigen Anlaßtemperaturen — etwa bis 300° — verringert sich auch schnell der erhöhte elektrische Widerstand gedehnter Kristalle[1], sowie auch die eigentümliche Polarität des Gleitwiderstandes[2]. Die Verfestigung wird dagegen nicht merklich berührt. Zur Erklärung dieser Anlaßeffekte wurde die Beseitigung

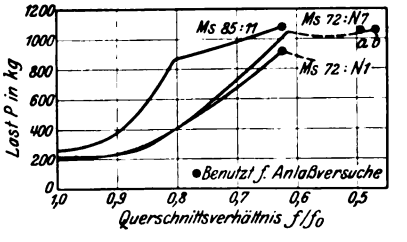


Abb. 3.

[1] M. Masima und G. Sachs: A. a. O.
[2] G. Sachs und H. Shoji: A. a. O.

Digitized by Google

Tabelle 2. Dichteänderung gedehnter Messingkristalle beim Anlassen.

Bezeichnung der Probe		Glühtemperatur (½ St.) °C	Temperatur °C	Gewicht in Luft g	Gewicht in Wasser g	Dichte gemessen	Dichte bezogen auf 19° C		Bemerkungen
Ms 85:11	a	19	20,0	13,9670	12,5312	8,7376	8,7364	8,7308	Mittel aus 2 Proben, da sehr klein
	b	19	18,2	20,3509	18,1809	242	252		
	a	100	20,2	13,9670	12,5316	392	378	8,7318	Gedehnt bis Querschnittsverhältnis l/l_0 = 0,624 (3. Gleitsystem)
	b	100	17,7	20,3510	18,1810	242	257		
	a	200	19,2	13,9665	12,5312	400	398	8,7343	
	b	200	19,6	20,3504	18,1818	294	287		
	a	300	17,5	13,9643	12,5285	358	376	8,7332	
	b	300	18,7	20,3450	18,1768	284	288		
	a	400	19,6	13,9580	12,5233	379	372	8,7325	
	b	400	19,6	20,3241	18,1583	284	277		
	a	500	18,4	13,9539	12,5197	383	390	8,7337	
	b	500	20,0	20,3180	18,1532	295	283		
	a	600	16,8	13,9501	12,5160	366	391	8,7338	
	b	600	17,3	20,3142	18,1490	264	284		
	a	700	15,8	13,9406	12,5073	347	382	8,7331	
	b	700	16,2	20,3042	18,1397	247	279		
Ms 72:N1a		—	18,6	36,7169	32,5971	8,5737	8,5742		l/l_0 = 0,651 (1. System)
		100	17,5	7169	32,5966	27	45		
		185	19,2	7087	32,5905	50	48		
		300	16,6	7071	32,5876	20	47		
		350	16,5	6959	32,5775	16	44		
		400	19,1	6934	32,5766	42	41		
		430	17,6	6856	32,5691	30	46		
		460	17,6	6750	32,5596	27	44		
		460	20,6	5415	32,4437	68	48		Messung wiederholt
		510	19,0	1795	32,1230	50	50		
		570	18,7	0808	32,0355	43	47		
		660	16,8	0278	31,9878	25	49		
Ms 72:N1b		20	17,4	35,9791	31,9444	8,5718	8,5736		l/l_0 = 0,651
		100	17,6	9791	9447	723	740		
		185	19,5	9676	9358	749	743		
		300	16,6	9662	9328	713	740		
		350	16,7	9554	9233	714	740		
		400	18,9	9535	9228	738	739		
		430	17,5	9470	9163	723	741		
		460	20,3	9344	9067	754	739		
		460	17,8	4435	4718	728	742		Messung wiederholt
		580	17,8	2796	3270	728	743		
		700	19,9	1404	2051	750	739		
		800	17,6	0747	1446	699	717		
		800	18,1	0746	1450	709	720		
Ms 72:N7a		—	21,0	29,5340	26,2509	8,5710	8,5686		l/l_0 = 0,490 (2. System)
		100	20,0	5339	2506	704	692		
		175	19,4	5337	2503	702	697		
		250	20,2	4986	2194	704	690		
		330	20,0	4702	1941	699	687		
		400	19,6	4446	1712	692	685		
		450	19,6	4106	1418	707	699		
		500	19,2	3463	0846	698	696		
		600	19,0	2012	25,9566	702	702		
		700	18,6	0945	8620	693	698		
Ms 72:N7b		—	19,2	25,4837	22,6709	8,5645	8,5643		
		100	19,1	4837	6711	51	49		
		200	19,5	4826	6706	64	58		
		200	19,2	4826	6703	56	54		l/l_0 = 0,470 Messung wiederholt
		260	20,0	3487	5524	66	54		
		320	19,8	3148	5221	56	46		
		380	19,8	2864	4970	55	45		
		465	19,6	2135	4328	61	54		
		520	19,3	1528	3792	62	58		
		600	18,4	0897	3232	54	60		
		700	18,6	0456	2841	50	55		

Digitized by Google

innerer Spannungen angenommen, die bei Messing nach Anlassen auf 300° größtenteils verschwinden[1]. Da die Dichteeffekte durch plastisches Dehnen etwa 1 bis 2 Größenordnungen kleiner sind als die reversiblen Dichteänderungen durch elastische Beanspruchung, sind sie als Folge innerer Spannungen denkbar. Es muß aber betont werden, daß bisher eine wirklich befriedigende Vorstellung von der Natur dieser inneren Spannungen nicht erreicht ist.

Der Anstieg der Dichte oberhalb 400° fällt, wie durch Ätzung nachgewiesen wurde, mit dem Entstehen neuer Kristalle, das ist der Rekristallisation, zusammen. Der vorangehende Dichteabfall geht in einem Temperaturgebiet vor sich, das dadurch ausgezeichnet ist, daß dort schon Rückgang der Verfestigung eintritt.

Sichergestellt sind nun bisher im verformten Kristall Orientierungsunterschiede der einzelnen Kristallteile, welche z. B. die Verzerrung der Interferenzflecke in Laue-Aufnahmen (Asterismus) zur Folge haben, sowie innere Spannungen, welche z. B. die Verwischung des Kα-Dublettes in Debye-Scherrer-Aufnahmen bewirken. In Berücksichtigung dieser Tatsachen wird allgemein angenommen, daß die Teile eines verformten Kristalls verkrümmt sind.

Anlassen auf niedrige Temperaturen beseitigt, wie erwähnt, einen erheblichen Teil der inneren Spannungen; die Orientierungsschwankungen werden aber nicht berührt[2], die Verfestigung zunächst ebenfalls nicht[3]. Die Dichte wird dabei erhöht. Eine vollständige Beseitigung der inneren Spannungen bei Erhaltung der Orientierungsschwankungen muß aber einen Zerfall der verkrümmten Kristallteile zur Folge haben, und ist geometrisch nicht vorstellbar ohne das Entstehen von Lücken im Kristall. In Übereinstimmung mit dieser Vorstellung nimmt nun tatsächlich die Dichte bei höheren Anlaßtemperaturen ab — hier zwischen 200 und 400°. Außerdem tritt dabei noch Entfestigung ein, und zwar ohne Rekristallisation (Erholung).

Bei noch höherem Anlassen erfolgt schließlich Rekristallisation. Es bilden sich neue Kristalle. Die Dichte steigt dementsprechend. Die Verfestigung ist zum größten Teil beseitigt.

Für das Verständnis der Verfestigungserscheinungen dürfte es wichtig sein, daß hier in der Dichteverminderung beim Anlassen erstmalig ein Effekt nachgewiesen ist, welcher der Erholung parallel läuft. Damit wäre die Erholung in Zusammenhang gebracht mit einem Zerfall der durch die Verformung verkrümmten Kristallteile. Umgekehrt muß man aus der Erhaltung der Verfestigung beim Anlassen auf niedrige Temperaturen und der dabei eintretenden Dichteerhöhung schließen, daß die Beseitigung der stärksten Verzerrungen in den Kristallteilen ohne merklichen Zerfall des Kristallgitters erfolgt, also etwa durch Verschiebungen der Kristallteile in den Gleitflächen.

Der Erfolg der Versuche war ausschlaggebend von der subjektiven Sorgfalt der Dichtebestimmungen abhängig. Diese wurden nach dem Auftriebverfahren in Wasser durchgeführt, Tabelle 1 und 2 lassen den Gang der Auswertung erkennen. Die Orientierung der untersuchten Kristalle zeigt Tabelle 3.

Tabelle 3.
Orientierung der untersuchten Kristalle.

Bezeichnung	Winkel: Stabachse—Würfelkanten		
	α_1	α_2	α_3
Ms 72 : N 1	21,4	68,8	86,5
Ms 72 : N 2	37,2	55,2	78,8
Ms 72 : N 7	37,8	56,7	75,3
Ms 85 : 11	46,8	55,0	63,5

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind wir für die Unterstützung unserer Untersuchungen zu Dank verpflichtet.

[1] G. Masing: Z. Metallkunde Bd. 16, S. 257—264, 301 bis 307. 1924.

[2] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 42, S. 283 bis 301. 1927.

[3] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 410—411. 1927.

Digitized by Google

Druck der Spamerschen Buchdruckerei in Leipzig.

Digitized by Google

NEUERSCHEINUNGEN

Lehrbuch der Metallkunde des Eisens und der Nichteisenmetalle. Von Dr. phil. **Franz Sauerwald,** a. o. Professor an der Technischen Hochschule Breslau. Mit 399 Textabbildungen. XVI, 462 Seiten. 1929. Gebunden RM 29.--

Sintern, Schmelzen und Verblasen sulfidischer Erze und Hüttenprodukte. Die unmittelbare Verhüttung sulfidischer Erze und Hüttenprodukte sowie Richtlinien für Bau und Betrieb der erforderlichen Agglomerationsanlagen, Schachtöfen und Konvertoren. Von Dr. phil. **Ernst Hentze,** Hüttenbetriebsingenieur. Mit 104 Textabbildungen. VII, 405 Seiten. 1929. RM 45.—; gebunden RM 46.50

Hochwertiger Grauguß und die physikalisch-metallurgischen Grundlagen seiner Herstellung. Von Dr.-Ing. **Eugen Piwowarsky,** o. Professor der Eisenhüttenkunde an der Technischen Hochschule Aachen. Mit 297 Textabbildungen. V, 336 Seiten. 1929. Gebunden RM 42.—

Edelguß. Eine Sammlung einschlägiger Arbeiten. Im Auftrage der Edelgußverband G. m. b. H. herausgegeben von Dipl.-Ing. **G. Meyersberg.** Zweite, umgearbeitete und vermehrte Auflage von „Perlitguß". Mit 129 Textabbildungen. V, 170 Seiten. 1929. RM 11.—

Die Dauerprüfung der Werkstoffe hinsichtlich ihrer Schwingungsfestigkeit und Dämpfungsfähigkeit. Von Professor Dr.-Ing. **O. Föppl,** Vorstand des Wöhler-Institutes Technische Hochschule Braunschweig, Dr.-Ing. **E. Becker,** Ludwigshafen, und Dipl.-Ing. **G. v. Heydekampf,** Braunschweig. Mit 103 Abbildungen im Text. V, 124 Seiten. 1929. RM 9.50; gebunden RM 10.75

Die Dauerfestigkeit der Werkstoffe und der Konstruktionselemente. Elastizität und Festigkeit von Stahl, Stahlguß, Gußeisen, Nichteisenmetall, Stein, Beton, Holz und Glas bei oftmaliger Belastung und Entlastung sowie bei ruhender Belastung. Von **Otto Graf,** a. o. Professor an der Technischen Hochschule Stuttgart. Mit 166 Abbildungen im Text. VIII, 131 Seiten. 1929. RM 14.—; gebunden RM 15.50

Die Eigenschaften des Hartmessings. Von Prof. Dr.-Ing. e. h. **O. Bauer** u. Prof. **K. Memmler.** Mit 76 Abbildungen. 58 Seiten. 1929. RM 13.50; gebunden RM 15.50
(Sonderheft VIII der Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten.)

Mitteilungen aus dem Forschungsinstitut der Vereinigte Stahlwerke Aktien-Gesellschaft Dortmund. Herausgegeben von Dr.-Ing. **E. H. Schulz.**

Band I, Lieferung 1: **Über ternäre Diagramme auf der Grundlage Eisen-Kohlenstoff.** Von Dr. phil. Erich Scheil. 21 Seiten, davon 9 Seiten Aushängetafeln, mit 36 Abbildungen. 1928. RM 4.20

Band I, Lieferung 2: **Beiträge zur Kenntnis feuerfester Sondersteine.** (Chromitsteine, Bauxit- und Korundsteine, Zirkonsteine, Karborundumsteine.) Von Dr.-Ing. E. H. Schulz und Dr. phil. A. Kanz. 40 Seiten mit 21 Abbildungen. 1928. RM 3.70

Band I, Lieferung 3: **Über die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Legierungen auf der Grundlage Kobalt-Chrom-Wolfram (Stellite).** Von Dipl.-Ing. K. Löbbecke. 17 Seiten mit 21 Abbildungen und 6 Zahlentafeln. 1929. RM 1.80

Band I, Lieferung 4: **Einfluß des Alterns und Blaubruchs auf die Dauerschlagprobe.** Von Dipl.-Ing. A. Kühle. 19 Seiten mit 32 Abbildungen. 1929. RM 1.50

Band I, Lieferung 5: **Beiträge zur Kenntnis des Siliziumbaustahles.** Von Dipl.-Ing. H. Buchholtz. Mit 13 Zahlentafeln und 50 Abbildungen. 42 Seiten. 1929. RM 3.—

VERLAG VON JULIUS SPRINGER / BERLIN

Digitized by Google

Festigkeitseigenschaften und Gefügebilder der Konstruktionsmaterialien. Von Prof. Dr.-Ing. **C. Bach,** Stuttgart, und Prof. **R. Baumann,** Stuttgart. Zweite, stark vermehrte Auflage. Mit 936 Figuren. IV, 190 Seiten. 1921. Gebunden RM 18.—

Die Bestimmung der Dauerfestigkeit der knetbaren, veredelbaren Leichtmetallegierungen. Von Dr.-Ing. **Richard Wagner.** (Berichte aus dem Institut für Mechanische Technologie und Materialkunde der Technischen Hochschule zu Berlin, Heft 1.) Mit 56 Textabbildungen. IV, 64 Seiten. 1928. RM 6.—

Materialprüfung mit Röntgenstrahlen unter besonderer Berücksichtigung der Röntgenmetallographie. Von Dr. **Richard Glocker,** Professor für Röntgentechnik und Vorstand des Röntgenlaboratoriums an der Technischen Hochschule Stuttgart. Mit 256 Textabbildungen. VI, 377 Seiten. 1927. Gebunden RM 31.50

Handbuch des Materialprüfungswesens für Maschinen- und Bauingenieure. Von Prof. Dipl.-Ing. **Otto Wawrziniok,** Dresden. Zweite, vermehrte und vollständig umgearbeitete Auflage. Mit 641 Textabbildungen. XX, 700 Seiten. 1923. Gebunden RM 24.—

Der bildsame Zustand der Werkstoffe. Von Prof. Dr.-Ing. **A. Nádai,** Göttingen. Mit 298 Textabbildungen. VIII, 171 Seiten. 1927. RM 15.—; gebunden RM 16.50

Das Elektrostahlverfahren. Ofenbau, Elektrotechnik, Metallurgie und Wirtschaftliches. Nach **F. T. Sisco,** „The Manufacture of Electric Steel" umgearbeitet und erweitert von Dr.-Ing. **St. Kriz,** Stahlwerksleiter im Stahlwerk Düsseldorf, Gebr. Böhler & Co., A.-G. Mit 123 Textabbildungen. IX, 291 Seiten. 1929. Gebunden RM 22.50

Rostfreie Stähle. Berechtigte deutsche Bearbeitung der Schrift „Stainless Iron and Steel" von J. H. G. Monypenny in Sheffield. Von Dr.-Ing. **Rudolf Schäfer.** Mit 122 Textabbildungen. VIII, 342 Seiten. 1928. Gebunden RM 27.—

Die Edelstähle. Ihre metallurgischen Grundlagen. Von Dr.-Ing. **F. Rapatz.** Mit 93 Abbildungen. VI, 219 Seiten. 1925. Gebunden RM 12.—

Das technische Eisen. Konstitution und Eigenschaften. Von Prof. Dr.-Ing. **Paul Oberhoffer,** Aachen. Zweite, verbesserte und vermehrte Auflage. Mit 610 Abbildungen im Text und 20 Tabellen. X, 598 Seiten. 1925. Gebunden RM 31.50

VERLAG VON JULIUS SPRINGER / BERLIN

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten

Sonderheft X:
Arbeiten aus dem **Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung** und dem **Staatlichen Materialprüfungsamt** zu Berlin-Dahlem

Inhalt

Bauer, O., und **P. Zunker.** Einfluß der Temperatur und der Abkühlungsverhältnisse beim Gießen von Zink.
Schmid, E. Gefügeuntersuchungen an gegossenen Metallen und Legierungen.
Hansen, M. Die Löslichkeit von Kupfer in Silber.
v. Göler und **G. Sachs.** Die Veredelung einer Aluminiumlegierung im Röntgenbild.
Sachs, G. Schmiedespannungen, Vergütungsspannungen und Wärmespannungen.
Bauer, O., und **H. Arndt.** Der Einfluß des Einwalzens von Rohren auf gewöhnliches Kesselblech und auf Izett-Blech.
Kuntze, W., G. Sachs und **H. Sieglerschmidt.** Elastizität, statische Versuche und Dauerprüfung.
Sachs, G., und **W. Stenzel.** Die Dehnung von Blechen.
Sachs, G., und **H. Sieglerschmidt.** Prüfung von Seildrähten durch Zug- und Biegeversuche.
Nix, F. C., und **E. Schmid.** Über die Gußtextur von Metallen und Legierungen.
Schmid, E., und **G. Wassermann.** Über die Textur gezogener Magnesium- und Zinkdrähte.
v. Göler und **G. Sachs.** Walz- und Rekristallisationstextur regulär-flächenzentrierter Metalle. III.
v. Göler und **G. Sachs.** Walz- und Rekristallisationstextur regulär-flächenzentrierter Metalle. IV.
v. Göler und **G. Sachs.** Walz- und Rekristallisationstextur regulär-flächenzentrierter Metalle. V.
Polanyi, M., und **E. Schmid.** Zur Frage der Plastizität. Verformung bei tiefen Temperaturen.
Boas, W., und **E. Schmid.** Bemerkungen zur Kristallplastizität.
v. Göler und **G. Sachs.** Zugversuche an Kristallen aus Kupfer und α-Messing.
Masima, M., und **G. Sachs.** Wärmeeffekte bei der Dehnung von Messingkristallen.
Boas, W., und **E. Schmid.** Über die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Kadmiumkristallen.
Schmid, E., und **O. Vaupel.** Festigkeit und Plastizität von Steinsalzkristallen.
Bauer, O., und **E. Deiß.** Zur Probenahme und Analyse von Rotguß und anderen zur Seigerung neigenden Legierungen.

Mit 327 Abbildungen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1930

Mitt. dtsch. Mat.prüfgsanst.

Preis RM 23.—

Digitized by Google

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten

Sonderheft X:

Arbeiten aus dem **Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung** und dem **Staatlichen Materialprüfungsamt** zu Berlin-Dahlem

Inhalt

Seite

Bauer, O., und **P. Zunker.** Einfluß der Temperatur und der Abkühlungsverhältnisse beim Gießen von Zink 3

Schmid, E. Gefügeuntersuchungen an gegossenen Metallen und Legierungen 26

Hansen, M. Die Löslichkeit von Kupfer in Silber 29

v. Göler und **G. Sachs.** Die Veredelung einer Aluminiumlegierung im Röntgenbild 33

Sachs, G. Schmiedespannungen, Vergütungsspannungen und Wärmespannungen 43

Bauer, O., und **H. Arndt.** Der Einfluß des Einwalzens von Rohren auf gewöhnliches Kesselblech und auf Izett-Blech 48

Kuntze, W., G. Sachs und **H. Sieglerschmidt.** Elastizität, statische Versuche und Dauerprüfung 53

Sachs, G., und **W. Stenzel.** Die Dehnung von Blechen 58

Sachs, G., und **H. Sieglerschmidt.** Prüfung von Seildrähten durch Zug- und Biegeversuche 68

Nix, F. C., und **E. Schmid.** Über die Gußtextur von Metallen und Legierungen 79

Schmid, E., und **G. Wassermann.** Über die Textur gezogener Magnesium- und Zinkdrähte 87

v. Göler und **G. Sachs.** Walz- und Rekristallisationstextur regulär-flächenzentrierter Metalle. III 90

v. Göler und **G. Sachs.** Walz- und Rekristallisationstextur regulär-flächenzentrierter Metalle. IV 94

v. Göler und **G. Sachs.** Walz- und Rekristallisationstextur regulär-flächenzentrierter Metalle. V 98

Polanyi, M., und **E. Schmid.** Zur Frage der Plastizität. Verformung bei tiefen Temperaturen 101

Boas, W., und **E. Schmid.** Bemerkungen zur Kristallplastizität 105

v. Göler und **G. Sachs.** Zugversuche an Kristallen aus Kupfer und α-Messing 108

Masima, M., und **G. Sachs.** Wärmeeffekte bei der Dehnung von Messingkristallen 127

Boas, W., und **E. Schmid.** Über die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Kadmiumkristallen 128

Schmid, E., und **O. Vaupel.** Festigkeit und Plastizität von Steinsalzkristallen 130

Bauer, O., und **E. Deiß.** Zur Probenahme und Analyse von Rotguß und anderen zur Seigerung neigenden Legierungen 139

Mit 327 Abbildungen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1930

Digitized by Google

Digitized by Google

Einfluß der Temperatur und der Abkühlungsverhältnisse beim Gießen von Zink.

Von **O. Bauer** und **P. Zunker.**

A. Einleitung.

Die technisch-wissenschaftliche Literatur über die Formgebung (Auswalzen, Pressen, Drücken, Ziehen usw.) des gegossenen Blockes ist in den letzten Jahrzehnten gewaltig angewachsen; um so eigenartiger erscheint es, daß der primäre Vorgang des Gießens, der für die weitere Verarbeitung bestimmten Blöcke, Brammen, Platten usw. nur ganz vereinzelt untersucht wurde, obgleich doch die Praxis täglich zeigt, daß Fehler im Gußstück den ganzen weiteren Werdegang des Materials ungünstig beeinflussen können.

Solche vom Guß herrührenden Fehler (sog. Geburtsfehler) können durch sehr verschiedene Umstände bedingt sein: durch die Temperatur des flüssigen Bades, Gießtemperatur, Abkühlungsverhältnisse, Gasaufnahme während des Schmelzens und Ausscheidung der Gase bei der Erstarrung, Art der Kristallisation im erstarrenden Block, Poren und Lunkerbildung, Seigerungserscheinungen bei Legierungen usw. Einige neuere Arbeiten, die sich mit diesen Fragen beschäftigen, mögen hier kurz erwähnt werden:

O. Bauer und G. Sachs[1] wiesen nach, daß ein großes Temperaturgefälle zwischen Innen- und Außenteilen des Gußblocks während der Erstarrung bei Kupfer ein strahliges Gefüge bewirkt, während es bei weniger schroffer Abkühlung gelingt, feine Kristalle zu erzielen. — Material mit strahligem Gefüge wird bei der Weiterverarbeitung leicht rissig. — Die Verfasser schlagen deshalb vor, die Abkühlung des Gußmaterials nicht allzu schnell vorzunehmen. Eine Arbeit von P. Siebe und L. Katterbach[2] behandelt Gefügeaufbau und Oberflächenbeschaffenheit von gegossenem Kupfer. Die Verfasser untersuchten den Einfluß der Kokillen- und Gießtemperatur sowie der Gießgeschwindigkeit. Bei ganz niedriger und bei sehr hoher Kokillentemperatur wurden grobe Nadeln erhalten, während mittlere Kokillentemperaturen feine Kristalle entstehen ließen. Geringe Gießgeschwindigkeit hatte dieselbe Wirkung, bei sehr schnellem Gießen wurde wieder grobes Gefüge erzielt. Ähnlich wirkte eine Veränderung der Gießtemperatur. Je höher diese, um so größer waren die Kristalle. Die Verfasser suchten dann nach einer Erklärung für die in ein und demselben Block häufig auftretenden Zonen verschiedener Korngröße. Sie kamen zu dem Schluß, daß die sich unmittelbar nach dem Guß schnell ändernde Kokillentemperatur verantwortlich für die verschiedenen Kristallgebiete sei. Die zuerst erstarrte Außenschicht der Schmelze wirkt für das noch flüssige Metall wie eine auf hohe Temperaturen vorgewärmte Gußform. Auch die Verfasser dieser Arbeit kommen schließlich zu dem Ergebnis, daß ein einseitiger schroffer Temperaturabfall eine nadelartige Ausbildung der Kristalle begünstigt. Sie haben ferner für Kupfer einen Zusammenhang zwischen Gasgehalt (Sauerstoffgehalt), Oberflächenbeschaffenheit und Gefüge des Materials festgestellt. Ist der Sauerstoffgehalt des Kupfers größer als 0,2%, so bleibt die Oberfläche fast faltenlos. Bei etwa 0,2% Sauerstoff treten gröbere Falten auf, die mit der infolge des Polens zunehmenden Reinheit des Metalls wieder feiner werden. Schließlich ist die gesamte Oberfläche von feinen, aber kurzen Narben bedeckt. Gleichzeitig mit dem Oberflächenaussehen ändert sich auch das Gefüge des Gußblocks. Grobe Falten entsprechen grobstrahligen Kristallen; Blöcke mit glatter Gußhaut haben dagegen feines Gefüge.

Frhr. von Göler und G. Sachs[1] haben den Einfluß verschieden geformter Kokillen auf das Gefüge von Zink untersucht. Sie erzielten bei niedrigen Gießtemperaturen ein feines Gefüge. Zink, das bei 600° vergossen worden war, zeigte nur im Kern kleine Kristalle. Bei mittleren Gießtemperaturen wurden strahlige Kristalle beobachtet. Auch bei Gußformen, deren Querschnitt ein- oder ausspringende Ecken aufwies, zeigte sich, daß die Zinkkristalle ebenso wie bei quadratischer, rechteckiger oder runder Kokille stets senkrecht zu den Wandungen nach der Mitte zu wuchsen.

E. Seidl und E. Schiebold[2] versuchen eine Erklärung für die verschiedenen, im Gußkupfer auftretenden Kristallzonen zu geben; bereits während des Gießvorganges entstehen Kristalle, sobald das Metall durch die Berührung mit den Seitenwänden und dem Boden der Kokille zu erstarren beginnt. Die Kristallisation im Gußstück wird jedoch erst beendet, wenn die ganze Form mit dem flüssigen Metall gefüllt ist. Die Kristalle wachsen von den Wandungen der Gußform aus. Außerdem tritt auch am Blockkopf durch die Luft eine Abschreckwirkung ein, die jedoch weit schwächer als die der Kokillenwände ist. Die von der Oberseite des Blockes ausgehenden Kristalle erreichen deshalb auch nicht die

[1] O. Bauer, G. Sachs: Die Bedeutung des Gußgefüges für die Eigenschaften von Kupfer. Metall Erz 24, S. 154 u. 289 (1927).

[2] P. Siebe, L. Katterbach: Über Gefügeaufbau und Oberflächenbildung bei gegossenem Kupfer. Z. Metallkunde 19, S. 177 (1927).

[1] Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Zur Entstehung des Gußgefüges. Z. V. d. I. 71, S. 1353 (1927).

[2] E. Seidl, E. Schiebold: Das Verhalten von Industriekupfer bei der Beanspruchung. Z. Metallkunde 18, S. 241, 315, 345 (1926).

Digitized by Google

Größe derjenigen, die von den Seitenwänden aus gewachsen sind. Die Verfasser sind ferner der Ansicht, daß der Gasgehalt und die damit zusammenhängende Veränderung der Viskosität der Schmelze einen weitgehenden Einfluß auf die Gefügeausbildung der Blöcke ausüben.

Zu erwähnen ist ferner das Buch von A. W. und H. Brearley[1]. Die Verfasser haben die Verhältnisse beim Gießen an Paraffinmodellen studiert. Auch bei Paraffin erhält man, je nach den Abkühlungsbedingungen, eine große Anzahl kleiner Kristalle oder mehr oder weniger gut entwickelte grobe Kristallnadeln. Die bei diesen Versuchen gewonnenen Erfahrungen konnten für das Gießen von Stahl verwandt werden. F. Beitter[2] hat den Einfluß der Gießtemperatur und der Gießgeschwindigkeit bei Stahl untersucht. Er weist auf die Wichtigkeit einer Übereinstimmung der Gießgeschwindigkeit mit der Temperatur der Schmelze hin. Nur wenn der Block mit der seiner Gießtemperatur entsprechenden günstigsten Geschwindigkeit gegossen wird, ist es möglich, fehlerfreien Stahl zu erhalten.

Den Einfluß der Kokille und der Desoxydation auf die Kristallisation behandelt eine Arbeit von F. Badenheuer[3]. Er fand, daß die Zone der nadeligen Kristalle mit der Vergrößerung der Kokillenwandstärke zunahm. Durch Verwendung konischer Kokillen gelang es ihm, den sekundären Lunker zu vermeiden. Interessant ist, daß der Verfasser trotz der Veränderung der Kokillenwandstärke im Innern aller Blöcke feine Kristalle vorfand. Je mehr Desoxydationsmittel vor dem Gießen dem Stahl zugesetzt wurden, um so geringer war die Menge der feinen Kristalle. Die Blöcke zeigten in den Teilen mit nadeligen Kristallen normale Seigerung, während in dem fein erstarrten Innern umgekehrte Seigerung[4] beobachtet werden konnte. Den Wärmeausgleich zwischen Block und Kokillenwandung hat B. Matuschka[5] bei Stahl untersucht. Er vergoß Stahlblöcke im Gewicht von 340 kg in einer runden Kokille mit 250 mm lichter Weite und 85 mm Wandstärke. In der Kokille waren, 5 und 80 mm von der Schmelze entfernt, Thermoelemente angebracht. Die Kokillentemperatur stieg sehr rasch an. Als Höchsttemperatur wurden 30 Minuten nach dem Gießen etwa 650° gemessen. Wesentlich niedrigere Temperaturen zeigte das in 80 mm Entfernung von der Schmelze angebrachte Thermoelement. Hier blieb die Temperatur zunächst unverändert und stieg dann ganz allmählich auf 450° an. Die Temperaturkurve der Kokilleninnenwand zeigt in ihrem Verlauf kurz nach dem Gießen eine gewisse Störung, die der Verfasser mit dem Abheben des Blockes von der Gußform erklärt. Dieses mehr oder weniger frühe Abheben der erstarrten Schmelze von der Kokille bewirkt nach Ansicht des Verfassers verschiedenes Gefüge. Bei den schwerschmelzbaren Stahlsorten zeigten die Blöcke, die sich frühzeitig von der Kokillenwand losgelöst hatten, feines Gefüge, diejenigen, bei denen dies später eintrat, dagegen gröbere Kristalle. Bei Legierungen mit niedrigem Schmelzpunkt war es jedoch umgekehrt.

W. Rohn[1] berichtete, daß beim Gießen von Metallen mit hohem Schmelzpunkt im Vakuum dadurch Schwierigkeiten entstanden, daß sich das Metall mit der eisernen Gußform legierte. Auch durch eine Vergrößerung des Kokillenvolumens auf ein Vielfaches der Schmelzen konnte dieser Übelstand nicht beseitigt werden. Der Verfasser sieht die Ursache für dieses Anschmelzen in der zu geringen Wärmeleitfähigkeit des Eisens. Infolge des hohen Schmelzpunktes der Metalle Nickel und Eisen sowie ihrer Legierungen wird während des Gießens der Kokille eine so große Wärmemenge zugeführt, daß das Kokillenmaterial sie nicht rasch genug abführen kann. So treten örtliche sehr starke Erhitzungen in der Gußform auf, die zu einem Anschmelzen und damit zu fehlerhaften Güssen führen; außerdem wird hierdurch auch die Lebensdauer der Kokille erheblich verkürzt. Versuche zeigten, daß es wohl möglich ist, ein Stahlrohr von 3 mm Wandstärke und einer lichten Weite von 20 mm mit einem Schneidbrenner mühelos zu schneiden, auch wenn durch das Rohr ein kräftiger Kühlwasserstrom fließt. Bei einem Kupferrohr mit einem Innendurchmesser von 150 mm, das ebenso wie das Eisenrohr gut gekühlt wurde, war ein Zerschneiden durch Schneidbrenner nicht möglich. Es gelang nur bei einer 12 und 16 mm starken Kupferwandung, das Metall einer dünnen Zinnschutzschicht auf dem Kupfer örtlich zum Schmelzen zu bringen. Der Verfasser schloß aus diesen Versuchen, daß die Wärmeleitfähigkeit[2] des Kokillenmaterials auch bei wassergekühlten Gußformen von großer Wichtigkeit ist. Durch Verwendung einer dünnwandigen, gut von Wasser umspülten Kupferkokille konnten auch beim Gießen im Vakuum fehlerfreie Blöcke selbst bei Schmelztemperaturen von 1600—1700° erzielt werden. Durch die intensive Kühlung der dünnwandigen Kupferkokille wurde auch eine Beschädigung der Gußform völlig vermieden. Da sich der Block außerdem schon kurz nach dem Gießen von den Wänden der Form ablösen, läßt er sich noch heiß aus der Kokille entfernen; seine Gießwärme kann also ebenso wie bei den nach anderen Verfahren gegossenen Blöcken für das anschließende Walzen nutzbar gemacht werden.

Schon aus diesen kurzen Literaturangaben erkennt man, wie verschieden noch die Ansichten über diese an sich so einfach scheinenden Vorgänge bei der Erstarrung sind. Die nachfolgend beschriebenen Versuchsreihen sind als weiterer Beitrag zur Klärung obiger Fragen gedacht.

---

[1] A. W. u. H. Brearley: Ingots and Ingots moulds. Deutsche Bearbeitung von F. Rapatz. Berlin: Julius Springer 1926.

[2] F. Beitter: Über Gießtemperatur und Gießgeschwindigkeit. Stahleisen 48, S. 577 (1928).

[3] F. Badenheuer: Der Einfluß der Kokille und der Desoxydation auf die Kristallisation ruhig erstarrender Blöcke. Stahleisen 48, S. 713 u. 762 (1928).

[4] Über „umgekehrte Seigerung“ siehe O. Bauer u. H. Arndt: Mitt. Materialprüfungsamt 1922, H. 6, S. 316.

[5] B. Matuschka: Über den Wärmeausgleich zwischen Block- und Kokillenwandung. Arch. Eisenhüttenwesen 2, S. 405 (1928/29).

[1] W. Rohn: Wassergekühlte Kokillen. Z. Metallkunde 19, S. 473 (1927).

[2] Die Wärmeleitfähigkeit des Eisens ist K = 0,1436, die des Kupfers K = 0,8915.

Digitized by Google

B. Einfluß der Gießtemperatur beim Gießen von Zink auf Lunkerneigung und Gefüge bei Verwendung einer starkwandigen Stahlkokille.

Als Ausgangsmaterial für unsere Versuche diente Raffinadezink[1] folgender durchschnittlicher Zusammensetzung:

Blei	1,12%
Kadmium	0,11%
Eisen	0,03%
Kupfer	0,002%
Zink	Rest

Zinn, Arsen, Antimon und Wismut waren nicht vorhanden.

Als Schmelzofen diente ein einfacher, zylindrischer, mit Koks geheizter Tiegelofen. Die verwendeten Graphittiegel hatten 1,5 l Fassungsraum.

Die Gußform hatte die in Abb. 1 angegebenen Abmessungen; sie bestand aus Stahlplatten, die mit Zwingen zusammengehalten wurden. In den Seitenwänden und in der Bodenplatte befanden sich Bohrungen zur Einführung von Thermoelementen. Gegossen wurden 7 kg-Blöcke von 80×80 mm Querschnitt und etwa 160 mm Höhe.

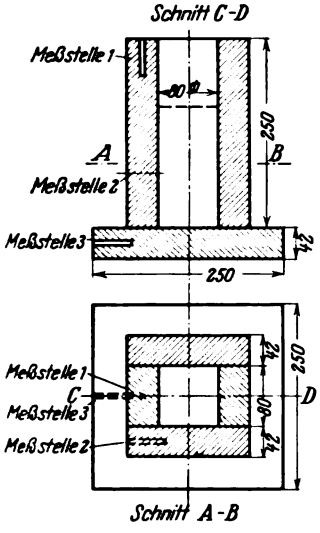


Abb. 1. Abmessungen der starkwandigen Stahlkokille und Lage der Meßstellen.

Nachdem das Metall eingeschmolzen war, wurde der Tiegel aus dem Ofen herausgenommen. Die Schmelze kühlte außerhalb des Ofens ab, bis die verlangte Gießtemperatur, die mit Silber-Konstantan-Thermoelementen gemessen wurde, erreicht war. Die Gießgeschwindigkeit wurde nicht besonders geregelt; es wurde jedoch darauf geachtet, daß alle Blöcke in derselben Zeit vergossen wurden. Zunächst wurden 6 Blöcke mit verschieden hoher Gießtemperatur gegossen. Die Kokillentemperatur vor dem Gießen betrug bei allen Blöcken 20°. Sie stieg nach dem Gießen bei den Blöcken mit niedriger Gießtemperatur in 15 Minuten auf etwa 80°. Beim Block 6, der bei 600° gegossen wurde, erwärmte sich die Kokille schon nach 8 Minuten auf 100°, um dann wieder langsam abzukühlen.

a) Lunkerbildung.

Nach dem völligen Erkalten wurden die Blöcke in ihrer Längsrichtung durchgesägt. Eine der beiden Hälften wurde gehobelt und geschliffen. Da die Schlifflächen immer durch die Mittelebene des Blockes gelegt wurden, gelang es, durch diesen Schnitt die größte Ausdehnung des Lunkers sichtbar zu machen. Um ein Vergleichsmaß für die Lunkergröße zu bekommen, das unabhängig von der infolge der verschiedenen Lunkerausbildung immer etwas schwankenden Blockhöhe ist, wurde für jeden Block errechnet, wieviel Prozente seiner Höhe lunkerfrei waren. Außerdem wurde die Lunkerfläche in der Schliffebene ausgemessen. Die gefundenen Werte sind zusammen mit den Gießtemperaturen der einzelnen Blöcke in Zahlentafel 1 zusammengestellt und in den Abb. 2 und 3 in Abhängigkeit von der Gießtemperatur graphisch aufgetragen.

Zahlentafel 1.

Blockbezeichnung	Gießtemperatur in °C	Blockhöhe H in mm	Lunkerfreie Höhe h in mm	$\frac{h \cdot 100}{H}$ in %	Lunkerfläche in cm²
1	420	168	114	68	12,6
2	430	169	129	76	8,0
3	455	162	135	83	6,5
4	480	156	129	82	5,2
5	540	159	122	77	8,4
6	600	158	121	76	8,9

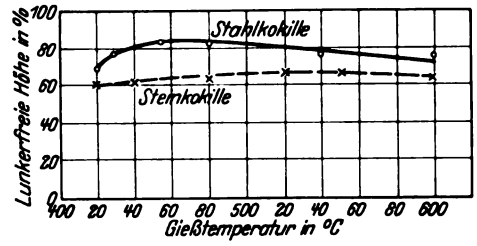


Abb. 2. Abhängigkeit der lunkerfreien Höhe von der Gießtemperatur bei Verwendung einer starkwandigen Stahl- und einer ebensolchen Steinkokille.

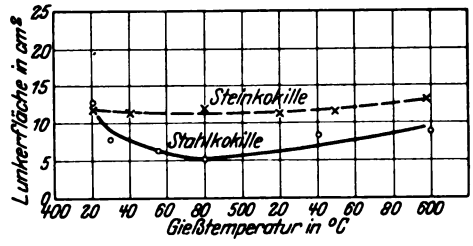


Abb. 3. Abhängigkeit der Lunkerfläche von der Gießtemperatur bei Verwendung einer starkwandigen Stahl- und einer ebensolchen Steinkokille.

Aus den Kurven erkennt man, daß die Lunkerfläche zunächst mit zunehmender Gießtemperatur abnimmt — das Minimum liegt bei 480° —, um bei höheren Gießtemperaturen wieder größer zu werden. Den tiefsten und größten Lunker hat der Block 1, der bei 420°, also dicht über dem Erstarrungspunkt des Zinks, gegossen wurde; ein zweiter Block, der zur Kontrolle bei derselben Temperatur gegossen war, zeigte ein ganz ähnliches Ergebnis. Als Erklärung für den Verlauf der Kurven kann vielleicht folgendes dienen: Je höher die Gießtemperatur, um so größer ist das Volumen des flüssigen Metalls in der Kokille, um so mehr zieht sich das flüssige Metall mit fortschreitender Abkühlung zusammen. Das würde also auf eine Vergrößerung des Lunkers mit steigender Gießtemperatur hindeuten.

Andererseits bildet sich bei niedriger Gießtemperatur (Block 1 bei 420° vergossen) unmittelbar nach dem Eingießen durch Berührung mit den kalten Kokillenwandungen eine starke Kruste, die nun wie eine zweite Gußform in der Kokille wirkt. Das noch flüssige Restmetall kann beim Erstarren und Schwinden das ursprüngliche Volumen des Blockes nicht mehr ausfüllen,

[1] Das Zink war uns in liebenswürdiger Weise vom Zinkwalzwerksverband zur Verfügung gestellt. Es sei uns gestattet, auch an dieser Stelle hierfür zu danken.

Digitized by Google

und es entsteht ein großer Lunker. Mit steigender Gießtemperatur wird die Kruste geringer, es kann mehr Metall vom Blockkopf nach unten fließen, der Schwindungshohlraum wird also zunächst kleiner. Von einer bestimmten Temperatur an wird der Einfluß der Schwindung schließlich so groß, daß der entstehende Hohlraum nicht mehr durch den Zufluß noch flüssigen Metalls ausgeglichen werden kann; der Lunker wird wieder größer.

Es besteht also ein ursächlicher Zusammenhang zwischen Schwindungshohlraum, Gießtemperatur und der durch das Kokillenmaterial und die Kokillenwandstärke bedingten Abkühlungsverhältnisse.

Starkwandige Stahlkokille.

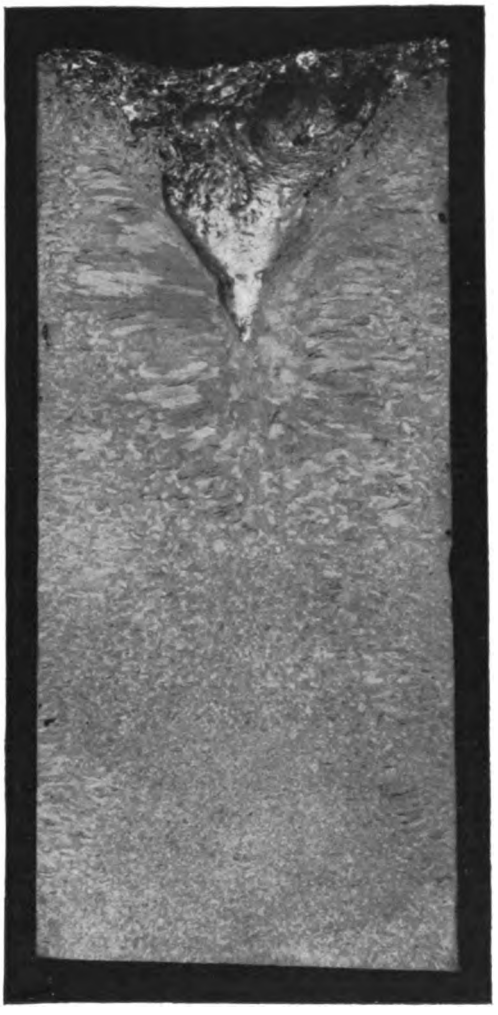


Abb. 4. Block 1. Gießtemperatur 420°. $v = 3/4$.

b) Gefügeausbildung.

Von allen 6 Blöcken wurden Längsschliffe angefertigt und mit Salzsäure geätzt. Abb. 4 zeigt das Bild des bei 420° gegossenen Blockes 1. Der größte Teil der Schliffläche zeigt feinkristallines Gefüge. Nur am Blockkopf, in der Nähe des Lunkers, ist eine Zone mit groben, meist senkrecht zu den 4 Kokillenseitenwänden aufgewachsenen Kristallen erkennbar. Für den unteren Blockteil kommt als 5. Fläche noch die Bodenplatte hinzu. Die von diesen 5 Platten aus aufgewachsenen Kristalle treffen sich in den Seitenflächen einer vierseitigen Pyramide, der Bodenpyramide. Das feinste Korn findet man im Blockfuß, in dem durch die Bodenpyramide gebildeten Raum. Im Block 2 (bei 430° gegossen) war feinkörniges Gefüge nur noch im unteren Blockteile, der durch die Bodenpyramide gebildet wird, vorhanden. Die einzelnen Kristalle sind jedoch größer als die des Blockes 1. Im übrigen besteht der Block 2 nur aus Kristallnadeln, die wieder vom Rande nach der Mitte zu senkrecht zu den Kokillenwänden aufgewachsen sind. Bei den übrigen Blöcken (3—6) fehlt das feine Gefüge vollständig, wie z. B. Abb. 5 (Block 3) zeigt. Das Schliffbild läßt nur nadelförmige Kristalle erkennen, deren Größe mit steigender Gießtemperatur zunimmt. Sie treffen sich in einer mehr oder weniger stark ausgeprägten Linie in der

Starkwandige Stahlkokille.

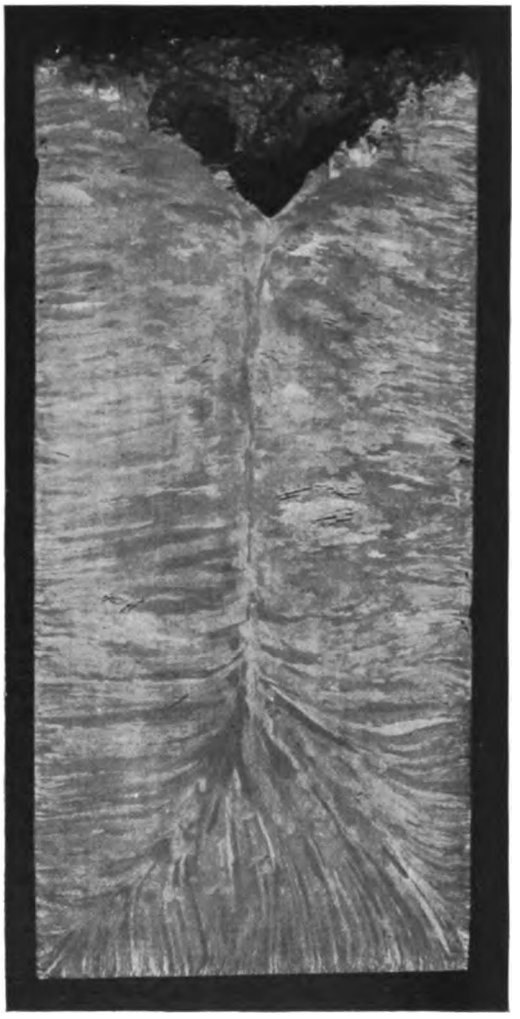


Abb. 5. Block 3. Gießtemperatur 455°. $v = 3/4$.

Mitte des Blockes. Auffallend waren bei allen Blöcken die in den Abb. 4 und 5 undeutlich erkennbaren kleinen Risse, auf den groben vom Rande nach der Mitte gewachsenen Kristallen; sie rühren vom Abhobeln der Schnittfläche her, wir kommen auf sie noch zurück.

c) Zusammenfassung.

Bei Verwendung einer starkwandigen Stahlkokille wies der bei 420°, der niedrigsten Gießtemperatur, gegossene Block den größten Lunker auf; mit zunehmender Gießhitze wurde der Hohlraum zunächst geringer, um von einer mittleren Gießtemperatur wieder an Größe zuzunehmen.

Digitized by Google

Der eigenartige Verlauf der Lunkerkurven ist wohl darin begründet, daß bei der Lunkerbildung mehrere Faktoren eine Rolle spielen, deren Einfluß sich mit der Gießtemperatur ändert. Je höher die Temperatur der Schmelze, um so größer ist das Volumen. Je höher also die Gießtemperatur, um so stärker muß sich das Metall bei der Abkühlung bis auf die Raumtemperatur zusammenziehen. Mit der Erhöhung der Badtemperatur steigt aber auch die Dünnflüssigkeit des Metalls. Die Größe des Blockes ist festgelegt, sobald das Metall bei der Berührung mit den Wänden der Gußform zu erstarren beginnt. War die Gießtemperatur niedrig, so wird sich unmittelbar nach dem Eingießen an den Kokillenwandungen eine starke Kruste von erstarrtem Metall bilden. Innerhalb dieser Kruste befindet sich nur noch wenig flüssiges Metall, welches die infolge der Schwindung im Innern sich bildenden Hohlräume nicht mehr auszufüllen vermag. So kann trotz der an sich geringeren Schwindung des bei niedriger Temperatur gegossenen Blockes ein tiefer Lunker entstehen. Je höher die Gießtemperatur, um so schwächer ist zunächst die Kruste von erstarrtem Metall an den Innenwänden der Gußform. Die Menge des flüssigen Metalls, die die Schwindungshohlräume im Innern auszufüllen vermag, nimmt zu, der Lunker wird dadurch kleiner. Bei weiterer Erhöhung der Gießtemperatur wächst die Schwindung jedoch stärker als die Menge des zur Ausfüllung der Hohlräume zur Verfügung stehenden flüssigen Metalls. Der Lunker wird wieder größer.

Das Gefüge ist bei Block 1 (Abb. 4), der bei 420° gegossen wurde, im größten Teil des Schliffbildes feinkristallin. Block 2 (Gießtemperatur 430°) zeigt nur noch im Fußteil feines Korn. Die übrigen Blöcke (s. z. B. Abb. 5, Block 3) haben nur noch grobe nadelige Kristalle, deren Größe mit der Höhe der Gießtemperatur zunimmt. Interessant sind die nadelförmigen Randkristalle, die bei Block 1 nur sehr klein, aber bei Block 3 schon deutlich erkennbar sind. Ihre Länge nimmt mit der Gießtemperatur noch weiter zu. Solche Randnadeln entstehen, wenn das heiße Metall mit den kalten Kokillenwänden in Berührung kommt. Von der Zone der Randnadeln ausgehend, haben sich dann andere langgestreckte Kristalle entwickelt, die in der Richtung des Temperaturgefälles (senkrecht zu den Kokillenwandungen) orientiert sind.

C. Einfluß der Gießtemperatur beim Gießen von Zink auf Lunkerneigung und Gefüge bei Verwendung einer starkwandigen Steinkokille.

Durch eine zweite Versuchsreihe sollte festgestellt werden, wie sich die Veränderung der Gießtemperatur bei Verwendung einer Steinkokille auf Lunker und Gefüge von Zinkguß auswirkt. Aus Schamottesteinen wurde eine Gußform zusammengesetzt, die ähnliche Abmessungen wie die bei den früheren Versuchen verwandte eiserne hatte. Auch dieses Mal wurden Blöcke mit einem Querschnitt von 80×80 mm und einem Gewicht von 7 kg gegossen. Während jedoch die Stahlkokille mit ihren gehobelten Flächen nach dem Zusammenpressen mit einer Schraubzwinge ohne weiteres dicht war, mußten hier alle Fugen sorgfältig mit Kaolin ausgeschmiert werden, um ein Ausfließen von Metall zu verhindern. Außerdem erwies sich ein Beschweren der Kokillenwände mit Eisenplatten als notwendig, da sonst Zink zwischen Seitenwänden und Bodenplatte hindurchtrat. Die mit der Steinkokille erhaltenen Blöcke unterschieden sich schon äußerlich von denen der ersten Versuchsreihe. Während diese fast immer glatt waren, wies die Oberfläche der in der Steinkokille gegossenen Blöcke zahlreiche Riefen auf.

a) Lunkerbildung.

Zahlentafel 2 enthält die Versuchswerte dieser Schmelzreihe.

Zahlentafel 2.

Blockbezeichnung	Gießtemperatur in °C	Blockhöhe H in mm	Lunkerfreie Höhe h in mm	$\frac{h \cdot 100}{H}$ in %	Lunkerfläche in cm²
7	420	156	94	60	11,7
8	440	160	98	61	11,1
9a	480	157	102	65	10,4
9b		152	91	60	12,9
10a	520	159	110	69	10,0
10b		158	104	66	12,0
11a	550	151	104	69	7,5
11b		152	90	60	12,2
12	595	156	99	63	12,8

In den Abb. 2 und 3 sind die Werte für „lunkerfreie Höhe“ und „Lunkerfläche“ auch für die in der Steinkokille gegossenen Blöcke graphisch aufgetragen. Die Kurvenzüge weisen bei einer Gießtemperatur von 520° einen, wenn auch nur wenig ausgeprägten Wendepunkt auf. Im allgemeinen ist der Lunker bei allen Gießhitzen größer als bei den in der Stahlkokille gegossenen Blöcken. Die Schwankungen zwischen den Werten der lunkerfreien Höhe einiger Blöcke mit gleicher Gießtemperatur sind wohl mit der mehr oder weniger geschlossenen Form des Lunkers zu erklären. Je mehr die Lunkerhöhlung von der Außenluft abgeschlossen ist, um so tiefer zieht sich der Lunker in das gesunde Material hinein.

b) Gefügeausbildung.

Beim Vergleich der Schlifflächen der ersten Schmelzreihe mit denen dieser Reihe erkennt man wesentliche Unterschiede. Block 7, der bei 420° gegossen war, zeigte zwar in seinem unteren Teile ebenfalls feines Gefüge (s. Abb. 6), die feinen Randnadeln, die der Block 1 hatte, fehlen jedoch hier. An ihre Stelle sind kleine körnige Kristalle getreten. Die Steinkokille hat ein viel geringeres Wärmeleitvermögen als die eiserne Gußform. Infolgedessen tritt an den Berührungsflächen zwischen Metall und Form eine Wärmestauung ein. Die innerste Schicht der Steine wird sich sehr stark erwärmen. Dadurch entstehen ganz andere Kristallisationsbedingungen als bei den Blöcken, die mit der Stahlkokille erhalten waren. Es ist nicht mehr das starke Wärmegefälle vorhanden, das die Nadelbildung begünstigt, sondern es entsteht zunächst eine große Zahl von kleinen Kristallen, die jedoch keine ausgesprochene Orientierung haben. Auf dieser Randzone sind dann wieder gröbere, nadelartige Kristalle gewachsen, die am unteren Ende des Schliffes, oberhalb des feinen Gefüges, die bekannte

Digitized by Google

Dreiecksfigur (im Block also eine vierseitige Pyramide) bilden. Bei den Blöcken mit höherer Gießtemperatur verschwindet das feinkörnige Randgefüge vollständig, es treten nur noch breite, bandartige Kristalle auf, die nicht wie die Nadeln der 1. Schmelzreihe, einer Mittellinie, sondern einem Punkte, der Lunkerspitze, zuzustreben scheinen. Abb. 7 zeigt das Bild des bei 480° gegossenen Blockes 9a. Alle anderen Blöcke weisen den gleichen Gefügeaufbau auf, auf die Wiedergabe der Lichtbilder kann daher verzichtet werden.

Starkwandige Steinkokille.

Abb. 6. Block 7. Gießtemperatur 420°. $v = \frac{3}{4}$.

Starkwandige Steinkokille.

Abb. 7. Block 9a. Gießtemperatur 480°. $v = \frac{3}{4}$.

c) Temperaturverlauf in der Kokillenwand.

In dem Schaubild, Abb. 8, sind die Temperaturen der Kokillenwände sowohl für die Stahlkokille wie auch für die Gußform aus Stein nach dem Gießen eines 7 kg-Blockes bei 425° in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Die Lage der Meßstellen geht aus der Skizze (Abb. 1) hervor. Bei der Stahlkokille war schon 15 Minuten nach dem Gießen die Höchsttemperatur, 70°, erreicht. Die Steinkokille wurde an der entsprechenden Stelle viel wärmer. Sie erreichte ihre Höchsttemperatur von 128° jedoch erst 35 Minuten nach dem Gießen. Bei der Stahlkokille betrug der Temperaturunterschied zwischen den 3 Meßstellen $\frac{1}{2}$ Stunde nach dem Gießen weniger als 20°, bei der Steinkokille dagegen etwa 80°. Während bei der ersteren die im flüssigen Metall vorhandene Wärme anscheinend von dem gesamten Kokillenvolumen aufgenommen wird, ist bei der Gußform aus Stein nur ein Bruchteil dieses Volumens an der Wärmeaufnahme beteiligt. Dieser erwärmt sich dann

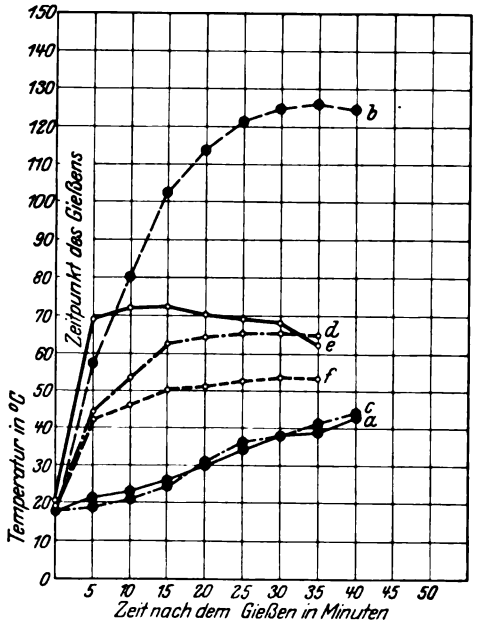


Abb. 8. Temperaturverlauf in der Kokille nach dem Gießen.

a	Meßstelle	1, Seitenwand oben	Steinkokille.
b	„	2, „ unten	
c	„	3, Bodenplatte	
d	„	1, Seitenwand oben	Stahlkokille.
e	„	2, „ unten	
f	„	3, Bodenplatte	

Digitized by Google

aber auch weit stärker als die Stahlkokille. Die Lötstellen der Thermoelemente waren etwa 20 mm von den Innenseiten der Gußformen entfernt. Es ist anzunehmen, daß die Temperaturen in den den Block unmittelbar berührenden Teilen auch bei der Stahlkokille weit höher als in Abb. 8 angegeben sind, da den Innenwänden der Gußform durch die heiße Schmelze unmittelbar nach dem Einguß mehr Wärme zugeführt wird, als sie, trotz der guten Leitfähigkeit des Stahls, nach den äußeren Zonen ableiten können. Bei der Steinkokille ist diese Wärmeableitung noch erheblich geringer. Die Temperatur wird deshalb auch wesentlich höher steigen als bei der Gußform aus Stahl. Dadurch wird auch das Wärmegefälle im Augenblick des Erstarrens anders, was sich wieder in einer anderen Ausbildung des Randgefüges auswirkt.

d) Zusammenfassung.

Die Zahlenwerte für lunkerfreie Höhe und Lunkerfläche sind bei den in der Steinkokille gegossenen Blöcken ungünstiger als bei den Blöcken, die in der Stahlkokille erhalten waren. Die Unterschiede zwischen den bei niedriger Temperatur gegossenen Schmelzen und den bei hoher Gießtemperatur erhaltenen Blöcken sind in der Steinkokille hinsichtlich der Lunkerausbildung nur ziemlich gering.

Das Schliffbild des in der Steinkokille bei 420° gegossenen Blockes 7 zeigt im unteren Teile und am Rande körnige, in der Mitte dagegen langgestreckte Kristalle. Die übrigen Blöcke bestehen nur aus langgestreckten, mit zunehmender Gießtemperatur breiter werdenden Kristallen, die jetzt aber nicht wie bei den Blöcken der 1. Versuchsreihe der Mittellinie, sondern der Lunkerspitze zustreben. Die Kristalle erscheinen aus ihrer ursprünglichen Wachsrichtung (senkrecht zu den Kokillenwänden) im Blockkopf nach unten, im unteren Teil des Blockes nach oben abgelenkt. Der Grund hierfür ist darin zu suchen, daß die Abkühlungsverhältnisse bei der Steinkokille ganz andere als bei der Stahlkokille sind.

D. Einfluß der Kokillentemperatur beim Gießen von Zink auf Lunkerneigung und Gefüge bei Verwendung einer starkwandigen Stahlkokille.

Durch diese Versuchsreihe sollte festgestellt werden, welchen Einfluß eine Vorwärmung der Gußform ausübt. Um die in Abb. 1 wiedergegebene Stahlkokille wurde aus Chamotteringen ein Ofen gebaut, der mit einem Gasgebläsebrenner auf die gewünschte Temperatur erwärmt wurde. Gegossen wurden alle Blöcke dieser Reihe bei derselben Temperatur (425°). Die Kokillentemperaturen lagen zwischen 20 und 410°. Unmittelbar nach dem Gießen wurde der Ofen auseinandergenommen, um die Abkühlung nicht allzusehr zu verzögern.

a) Lunkerbildung.

Zahlentafel 3 enthält die Versuchswerte dieser Reihe.

In Abb. 9 und 10 sind die Werte für die „lunkerfreie Höhe“ und die „Lunkerfläche“ graphisch aufgetragen. Durch die sich hierbei ergebenden Punkte lassen sich gerade Linien legen. Der höchsten Kokillentemperatur entspricht die geringste lunkerfreie Höhe und die größte

Zahlentafel 3.

Blockbezeichnung	Gießtemperatur in ° C	Kokillentemperatur in ° C	Blockhöhe H in mm	Lunkerfreie Höhe h in mm	$\frac{h \cdot 100}{H}$ in %	Lunkerfläche in cm²
13	425	20	148	109	74	9,6
14	425	83	145	106	73	10,4
15	425	120	158	114	72	11,4
16	425	173	153	108	70	11,5
17	425	220	162	106	65	13,4
18	425	265	155	99	64	13,9
19	425	319	152	96	63	13,5
20	425	380	153	87	57	15,0
21	425	410	146	78	54	14,9

Lunkerfläche. Da die Gießtemperatur bei allen Blöcken die gleiche war und die Kokillentemperaturen immer unterhalb dieser Temperatur lagen, wurde nur die Abkühlung des Zinks durch die Kokillenvorwärmung beeinflußt. Dementsprechend verlaufen auch die Kurven

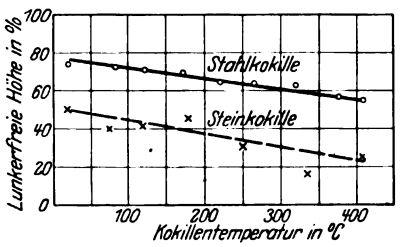


Abb. 9. Abhängigkeit der lunkerfreien Höhe von der Kokillentemperatur bei Verwendung einer starkwandigen Stahl- und einer ebensolchen Steinkokille.

jetzt geradlinig ohne Störungen, wie sie bei der graphischen Darstellung der Ergebnisse der Schmelzreihen mit verschieden hoher Gießtemperatur zu erkennen sind.

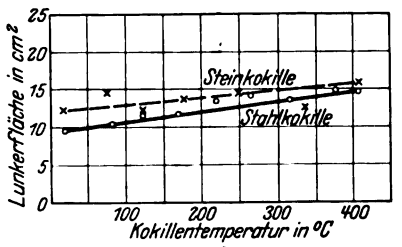


Abb. 10. Abhängigkeit der Lunkerfläche von der Kokillentemperatur bei Verwendung einer starkwandigen Stahl- und einer ebensolchen Steinkokille.

Der Vergleich der Werte der Zahlentafel 3 mit denen der Zahlentafel 1 zeigt, daß eine Vorwärmung der Kokille größere Lunker hervorruft als eine Erhöhung der Gießtemperatur.

b) Gefügeausbildung.

Die Schliffbilder der Blöcke zeigen wieder die kleinen Randnadeln, auf die weiter nach dem Innern zu langgestreckte Kristalle aufgewachsen sind, die senkrecht zu den Kokillenwänden der Blockmitte zustreben. Im Fuß des Blockes 19 fanden sich außer den Nadeln auch kleine, nach keiner Richtung hin besonders orientierte Kristalle. Block 20, mit der Kokillentemperatur von 380° (Abb. 11), zeigt in einem schmalen Streifen am Boden nur dieses feinkörnige Gefüge. Bei der höheren Kokillentemperatur von 410° sind, wie das Schliffbild des Blockes 21 (Abb. 12) erkennen läßt, diese kleinen rundlichen Kristalle völlig verschwunden und an ihre Stelle wieder nadelartige getreten.

Digitized by Google

Allen diesen Blöcken gemeinsam sind die strahligen Kristalle, die senkrecht zu den Kokillenwänden aufgewachsen sind und von dieser Richtung nur selten etwas abweichen. Die Größe der Kristalle nimmt mit steigender Kokillentemperatur zu, und bei den hohen Temperaturen ist, wie aus Abb. 11 (Block 20) und Abb. 12 (Block 21) hervorgeht, die Breite der Kristalle schon

Vorgewärmte Stahlkokille.

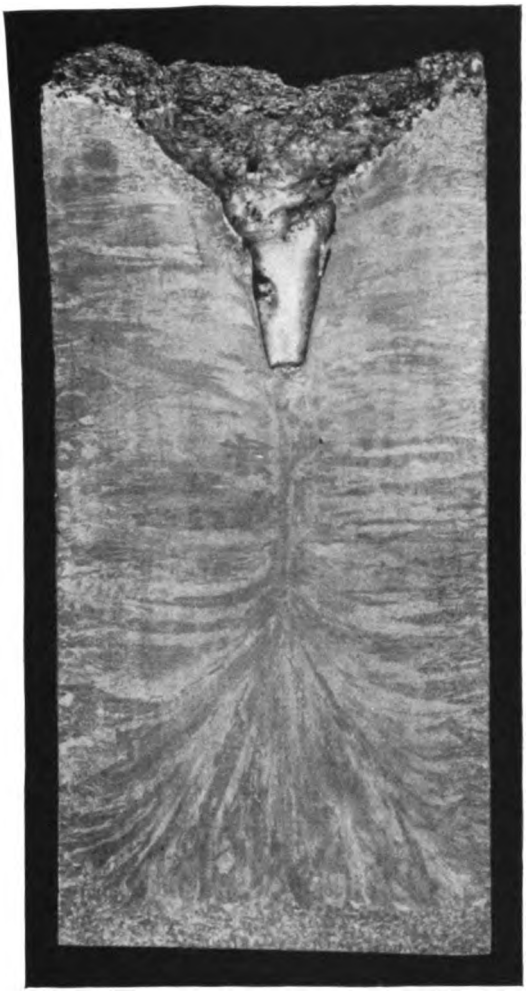


Abb. 11. Block 20. Kokillentemperatur 380°. $v = 3/4$.

beträchtlich. Der Vergleich des Gefüges dieser Blöcke mit denen der ersten Versuchsreihe, die in eine kalte Gußform gegossen waren, zeigt, daß die Kristalle größer und breiter geworden sind; sie reichen meist von der Außenseite des Blockes bis zur Mitte. Eine Vorwärmung der Kokille fördert also das Wachstum der Kristalle mehr als eine Erhöhung der Gießtemperatur. Jedoch waren die Kristalle der bei hoher Temperatur in die Steinkokille gegossenen Blöcke gröber. Schon der Block 9a (Abb. 7) mit einer Gießtemperatur von 480° zeigt erheblich breitere Kristallbänder.

c) Zusammenfassung.

Eine Vorwärmung der Stahlkokille bewirkt größere Lunker als eine Erhöhung der Gießtemperatur. Mit steigender Kokillentemperatur nimmt die Größe des Lunkers annähernd linear zu; die Lunker sind dann tiefer als bei den Blöcken, die in der Steinkokille gegossen wurden. Infolge der durch die Vorwärmung der Stahlkokille bedingten langsameren Abkühlung ist auch das Gefüge der Blöcke wesentlich gröber als bei den Schmelzen der ersten Versuchsreihe. Die Größe der Nadeln selbst nimmt mit zunehmender Kokillentemperatur zu. Jedoch bleibt sie hinter der Breite der Kristalle, die mit höheren Gießtemperaturen in der Steinkokille erhalten wurden, beträchtlich zurück.

Vorgewärmte Stahlkokille.

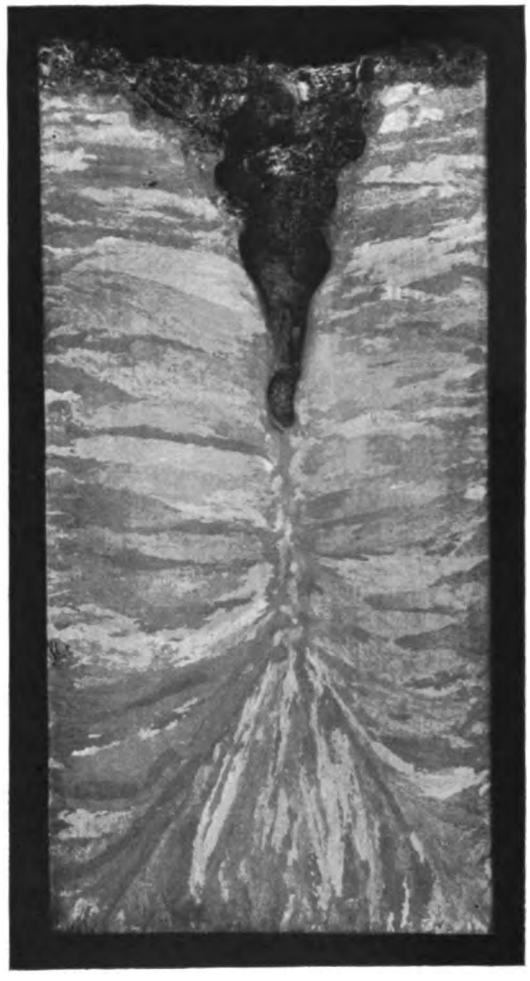


Abb. 12. Block 21. Kokillentemperatur 410°. $v = 3/4$.

E. Einfluß der Kokillentemperatur beim Gießen von Zink auf Lunkerneigung und Gefüge bei Verwendung einer starkwandigen Steinkokille.

In ähnlicher Weise wie die Stahlkokille wurde nun auch die Steinkokille mit einem Gasgebläsebrenner vor dem Gießen angewärmt. Es wurde auch dieses Mal die gleiche Gießtemperatur 425° für alle Blöcke gewählt und die Kokille auf Temperaturen bis zu 410° geheizt. Bei diesen Versuchen mit vorgewärmter Steinkokille war es besonders schwierig, die Gußform so dicht zu bekommen, daß keine Verluste durch Ausfließen von Metall entstanden. Im Gegensatz zu der Versuchsreihe mit der vorgewärmten Stahlkokille wurde jetzt der Ringofen, der als Wärmeschutz um die Form gebaut worden war, nicht unmittelbar nach dem Gießen auseinandergenommen. Dadurch kühlten jetzt die Blöcke besonders langsam ab. Noch eine Stunde nach dem Gießen betrug, wenn die Form vorher auf mehr als 100° angewärmt war,

Digitized by Google

die Temperatur in der Bohrung im unteren Teile der Kokille mehr als 200°.

a) Lunkerbildung.

In der Zahlentafel 4 sind die Versuchswerte dieser Reihe zusammengestellt.

Zahlentafel 4.

Blockbezeichnung	Gießtemperatur in ° C	Kokillentemperatur in ° C	Blockhöhe H in mm	Lunkerfreie Höhe h in mm	$\frac{h \cdot 100}{H}$ in %	Lunkerfläche in cm²
22	425	20	154	77	50	12,2
23	425	73	157	63	40	14,6
24	425	120	152	64	42	12,2
25	425	180	148	68	46	13,6
26	425	250	154	48	31	14,8
27	425	335	145	22	15	12,5
28	425	410	155	40	25	16,0

Abb. 9 und 10 zeigen die Kurven für „lunkerfreie Höhe“ und „Lunkerfläche“. Auch dieses Mal liegen die Werte, wenn man von einigen Streuungen absieht, auf einer Geraden. Aus dem Verlauf der Linien für die lunkerfreie Höhe und die Lunkerfläche geht hervor, daß auch bei der Vorwärmung sich die Steinkokille ungünstiger verhält als die Gußform aus Stahl. Die über dem Lunker befindliche Oxyd- oder Metallschicht verursachte besonders tiefe, schmale Schwindungshohlräume. Daß auch schon der Block 22, der bei 20° Kokillentemperatur gegossen wurde, einen verhältnismäßig großen Lunker hat, beruht wohl auf der die Abkühlung besonders verzögernden Wirkung des Heizmantels.

b) Gefügeausbildung.

Das Schliffbild des Blockes 22 (Abb. 13) zeigt etwa den gleichen Gefügebau wie Block 7 (Abb. 6). Die etwas höhere Gießtemperatur und die langsamere Abkühlung — infolge der Wirkung des Heizmantels — haben bei dem Block 22 jedoch größere Kristalle entstehen lassen. Die Schliffbilder der übrigen Blöcke zeigen, daß auch hier mit der Zunahme der Kokillentemperatur die Größe der Kristalle stark wächst. Während man bei dem Block 22 noch von nadeligen Kristallen sprechen kann, besteht das Gefüge der bei höheren Temperaturen erhaltenen Blöcke aus breiten Kristallbändern. Abb. 14 gibt das Bild des Blockes 27 wieder. Die Zahl der einzelnen Kristalle ist sehr gering geworden. Es sind nur noch etwa 16 Kristalle in der Schliffebene vorhanden. Bei dem Block 28 (Abb. 15) hat die Größe der Kristalle noch weiter zugenommen. Man erkennt ferner zahlreiche, parallel nebeneinander verlaufende Aufspaltungen in einigen Kristallen, die sich trotz aller Vorsicht beim Hobeln nicht vermeiden ließen. Das Zink ist in Flächen parallel zur kristallographischen Basis aufgespalten. Eigenartig sind auch die zahlreichen dunklen Streifen,

Vorgewärmte Steinkokille.

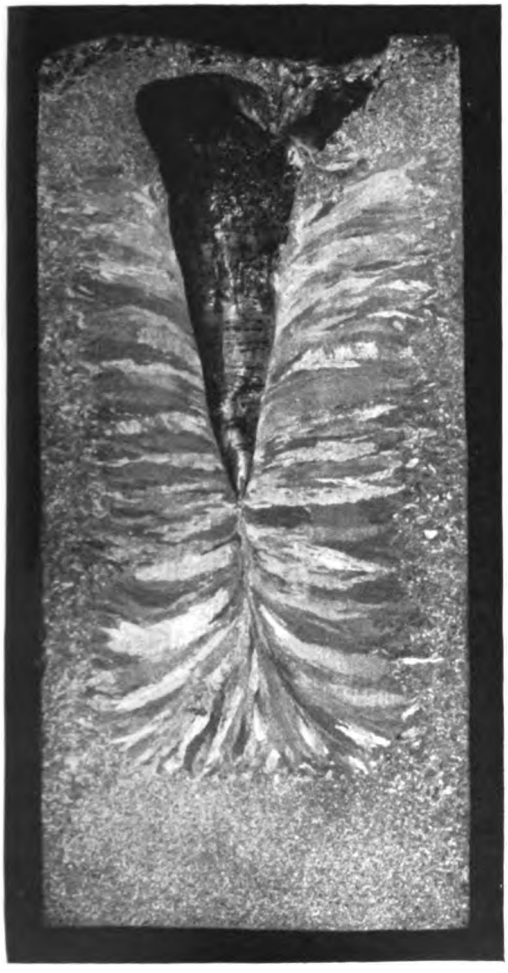


Abb. 13. Block 22. Kokillentemperatur 20°. $v = \frac{3}{4}$.

Vorgewärmte Steinkokille.

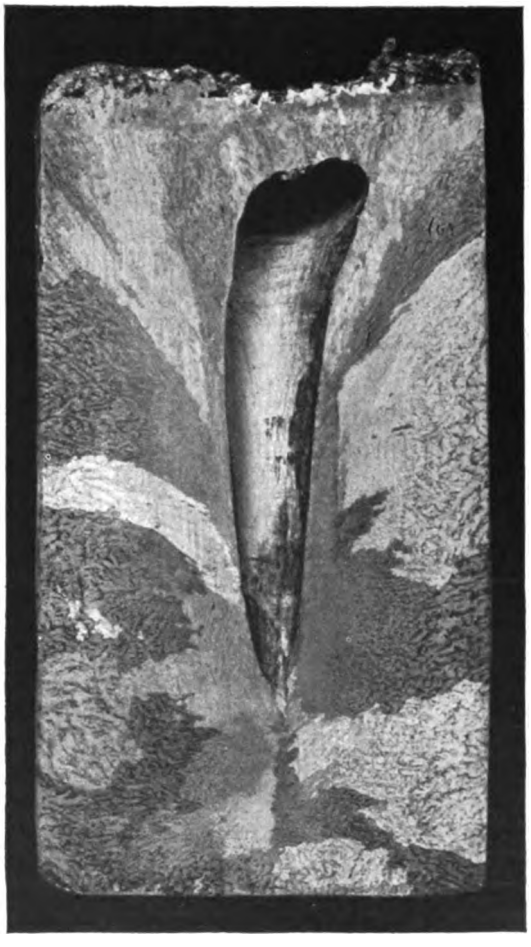


Abb. 14. Block 27. Kokillentemperatur 335°. $v = \frac{3}{4}$.

Digitized by Google

die wie Adern die Kristalle durchziehen. Hier hat sich anscheinend das im Zink als Verunreinigung enthaltene Blei abgeschieden, wie es auch schon von E. Seidl[1] beobachtet wurde, und an diesen Stellen sind dann die Kristalle beim Hobeln aufgespalten. Ähnlich wie bei den Blöcken der kalten Steinkokille sind die Kristalle auch jetzt aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt und auf die Lunkerspitze hingewachsen.

Vorgewärmte Steinkokille.

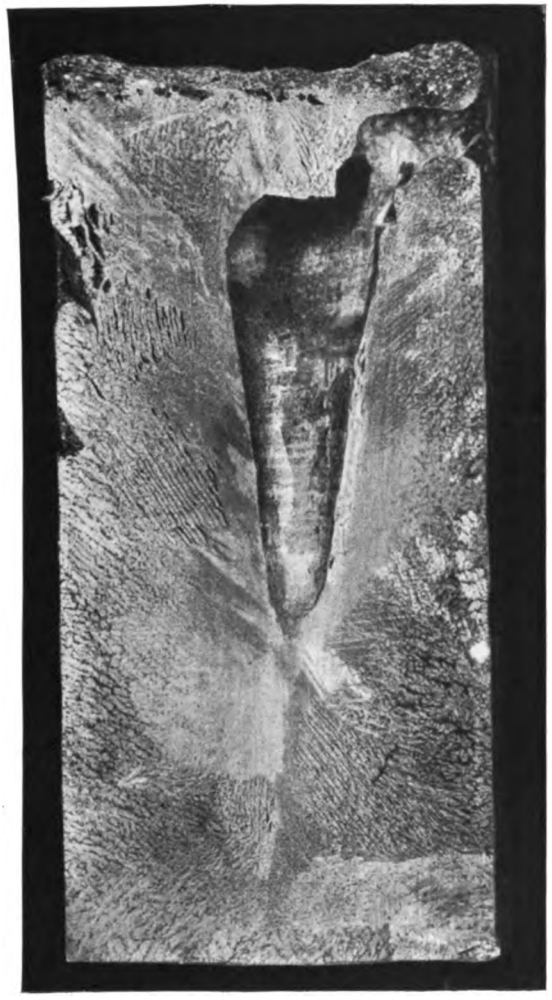


Abb. 15. Block 28. Kokillentemperatur 410°. $v = \frac{3}{4}$.

Kristallbänder, bis schließlich bei den Blöcken mit den höchsten Kokillentemperaturen nur noch wenige große Kristalle vorhanden sind, die vom Rande bis zum Lunker reichen. Alle sind aus ihrer ursprünglichen Richtung, senkrecht zu den Kokillenwänden, abgelenkt und streben der Lunkerspitze zu. Mit der Größe der Kristalle nimmt auch die Zahl von dunklen Adern zu. Anscheinend bestehen sie aus dem im Zink als Verunreinigung enthaltenen Blei. Diese Einlagerungen innerhalb der Kristalle ver-

Starkwandige Stahlkokille.

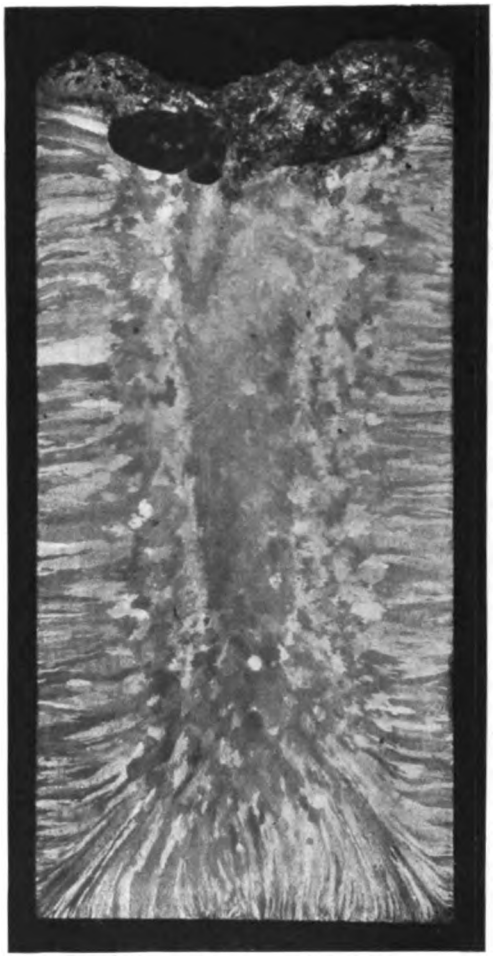


Abb. 16. Block 29. Gießtemperatur 515°. Quer zur Gießrichtung gehobelt.

c) Zusammenfassung.

Eine Vorwärmung der Kokille erweist sich auch bei einer Gußform aus Stein hinsichtlich der Lunkerausbildung als sehr ungünstig. Je höher der Vorwärmungsgrad, um so tiefer zieht sich der Lunker in das gesunde Material hinein. Da die Abkühlung der Blöcke infolge der hohen Kokillentemperaturen und der geringen Wärmeleitfähigkeit der Steine äußerst langsam vor sich geht, ist auch die am Blockkopf durch die Luft hervorgerufene Erstarrung des Metalls von Bedeutung. Denn es wird hierdurch die Bildung von Innenlunkern begünstigt. Das Gefüge wird mit zunehmender Kokillen temperatur gröber. An die Stelle der Nadeln treten schlechtern die Festigkeitseigenschaften. Bei der Bearbeitung entstehen an diesen Stellen trotz aller Vorsicht leicht Aufspaltungen. Sie finden sich immer nur innerhalb der Kristalle, während der Zusammenhang an den Korngrenzen bedeutend fester ist.

d) Aufspaltungen und Bleiseigerungen in den Gußblöcken.

1. Aufspaltungen.

Beim Hobeln der Blockhälften traten wiederholt Aufspaltungen auf[1], deren Ursache zunächst nicht gefunden werden konnte. Weder die Höhe der Erhitzung im Ofen vor dem Gießen — eventuelle Gasaufnahme — noch die Höhe der Gießtemperatur oder die Vorwärmung der

[1] E. Seidl: Der Einfluß der chemischen und kristallographischen Beschaffenheit des Gußmaterials auf das Verhalten beim Walzen. Mitt. d. Deutschen Materialprüfungsanstalten, Sonderheft 5, S. 46.

[1] Siehe z. B. Block 1 Abb. 4, Block 3 Abb. 5, Block 28 Abb. 15.

Digitized by Google

Gußform konnte dieses Aufspalten der Kristalle beeinflußt haben, da vielfach Blöcke, bei denen diese Faktoren nahezu gleich waren, sich lediglich durch die Spalten in den Schlifflächen voneinander unterschieden. Schließlich ergab sich, daß ihr Entstehen durch die Art des Hobelns begünstigt oder erschwert wurde. Alle in der Längsrichtung des Blockes, also senkrecht zur kristallographischen Basis der von den Seiten aus aufgewachsenen hexagonalen Kristalle gehobelten Blöcke,

Starkwandige Stahlkokille.

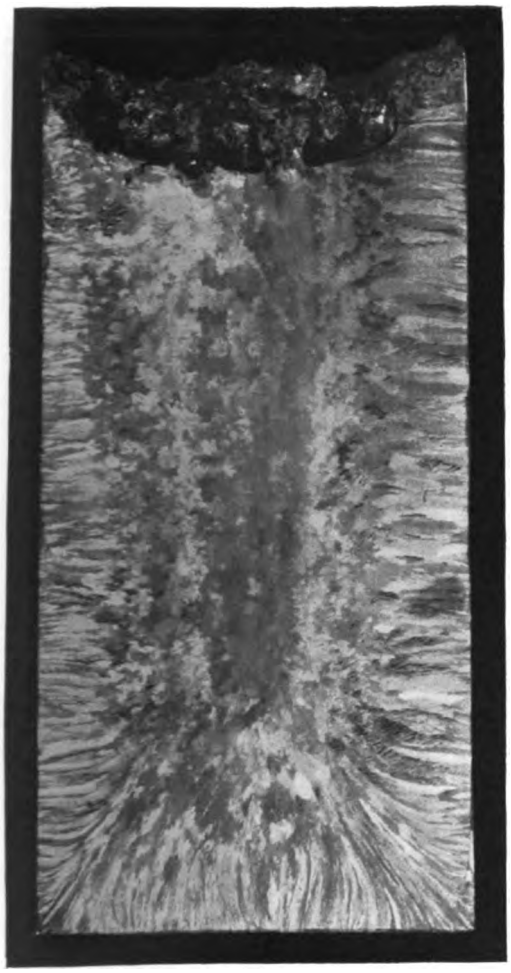


Abb. 17. Block 29. Gießtemperatur 515°. In der Gießrichtung gehobelt.

waren mehr oder weniger aufgespalten, während die quer dazu, also parallel zu dieser Fläche bearbeiteten fehlerfrei waren. Zur Kontrolle wurde ein Block bei 515° (Block 29) in der Stahlkokille gegossen und genau in der Mitte zersägt. Beide Hälften wurden nun mit einem gewöhnlichen Schruppstahl auf einer Shapingmaschine gleich tief abgehobelt. Jedoch wurde die eine Seite in der Längsrichtung des Blockes, die andere quer zu ihr bearbeitet, dann geschliffen und geätzt. Die Lichtbilder 16 und 17 zeigen das Gefüge. Beide Bilder lassen die gleiche Kristallanordnung erkennen. Jedoch ist der parallel zur Basis der Randkristalle gehobelte Teil (Abb. 16) fast ohne Aufspaltungen, während die senkrecht zu dieser Richtung bearbeitete Hälfte (Abb. 17) zahlreiche Aufspaltungen zeigt, die innerhalb der Kristalle parallel zu der kristallographischen Basis verlaufen. Es gelang auch, bei allen den Blockhälften, die zunächst Risse aufwiesen, durch Bearbeitung parallel zu den besonders leicht spaltenden Flächen, also in der Richtung der nadeligen Kristalle, gute, fehlerfreie Schlifflächen zu erzielen[1].

2. Bleiseigerungen.

Von der einen Hälfte des Blockes 17 wurden von den Außenseiten aus unterhalb des Lunkers in einer Breite von 75 mm 2 mm starke Schichten heruntergehobelt und der Bleigehalt dieser Schichten durch Analyse bestimmt. Die Untersuchung der Proben ergab in den einzelnen Abschnitten die folgenden Werte:

1*	1,12% Pb	7	1,09% Pb
2	1,11% Pb	8	1,09% Pb
3	1,11% Pb	9	1,08% Pb
4	1,10% Pb	10	1,09% Pb
5	1,10% Pb	11	1,09% Pb
6	1,09% Pb	12	1,10% Pb

* Außenschicht.

In Abb. 18 ist der Verlauf der Seigerung graphisch aufgetragen.

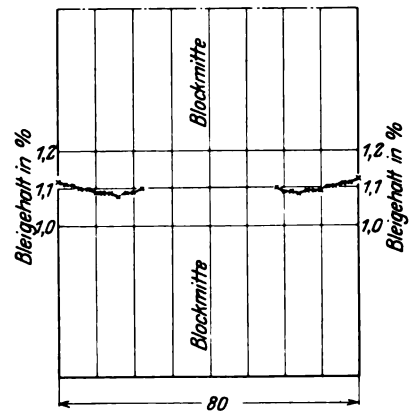


Abb. 18. Verlauf der Seigerung im Block 17.
(Analysenspäne unterhalb des Lunkers in Schichten parallel zur Längsachse von den Außenseiten des Blockes aus entnommen.)

Daraus geht hervor, daß in den zuerst ausgeschiedenen Randkristallen der Bleigehalt am größten ist, nach der Mitte hin zunächst abnimmt, um dann wieder langsam anzusteigen.

F. Einfluß der Gießtemperatur beim Gießen von Zink auf Lunkerneigung und Gefüge bei Verwendung von dünnwandigen eisernen Kokillen.

Bei den bisherigen Versuchen waren immer nur starkwandige Gußformen verwandt worden. Es wurde bei Anwendung von sehr niedrigen Gießtemperaturen — Temperaturen, die nur wenige Grad über dem Schmelzpunkt des Zinks lagen — ein ziemlich feines Gefüge erhalten, wenn auch die einzelnen Kristalle verschieden groß waren. Die bei höheren Temperaturen gegossenen Blöcke zeigten jedoch fast nur nadelige Kristalle. Bei beiden Kokillenmaterialien — Stahl wie auch Stein — ging die Erstarrung der heißen Schmelzen, zum mindesten in den äußeren Zonen, immer noch ziemlich rasch vor sich. Andererseits werden auch durch ganz langsame

[1] Zink hat die größte Wachstumsgeschwindigkeit in der Basisfläche.

Digitized by Google

Abkühlung grobe Kristalle erhalten, wie (Abb. 14 und 15) die Aufnahmen der Blöcke 27 und 28 zeigen. Durch Verringerung der Kokillenwandstärke könnte man die Abkühlung der Blöcke im Vergleich zu einer starkwandigen Gußform verzögern, ohne die Schmelzen jedoch so langsam erstarren zu lassen, wie es mit Hilfe einer stark vorgewärmten Kokille möglich wäre. Aus dünnem Eisenblech wurden deshalb zwei Gußformen hergestellt, die eine mit einer Wandstärke von 2 mm, die andere mit einer solchen von nur $^1/_2$ mm. Sie waren mit Bodenplatten aus 5 mm starkem Eisenblech verschraubt.

In beiden Kokillen wurden je zwei Blöcke mit den Gießtemperaturen von 420 und 440° gegossen.

Kokille mit 2 mm Wandstärke (nicht gekühlt).

Abb. 19. Block 30. Gießtemperatur 420°. $v = {}^3/_4$.

Eine dritte Gußform wurde aus einem Rohr mit einer Wandstärke von 2 mm und einem Durchmesser von 85 mm angefertigt. Das Rohr war an seinem unteren Ende umgebördelt und mit einem Bodenblech von 2 mm Stärke verschraubt. In dieser Kokille wurde ein Block bei 420° gegossen.

a) Lunkerbildung.

Zahlentafel 5 enthält die Versuchswerte von fünf Schmelzen.

Aus den Werten der zwei letzten Spalten geht hervor, daß in den beiden quadratischen Kokillen die Blöcke mit der höheren Gießtemperatur die kleineren Lunker besitzen. Wir haben also auch hier die gleiche Erscheinung wie bei den Schmelzen in den starkwandigen Stahl- und Steinkokillen, wo die Lunker mit zunehmender Gießtemperatur ebenfalls zunächst geringer wurden. Die

Kokille mit ½ mm Wandstärke (nicht gekühlt).

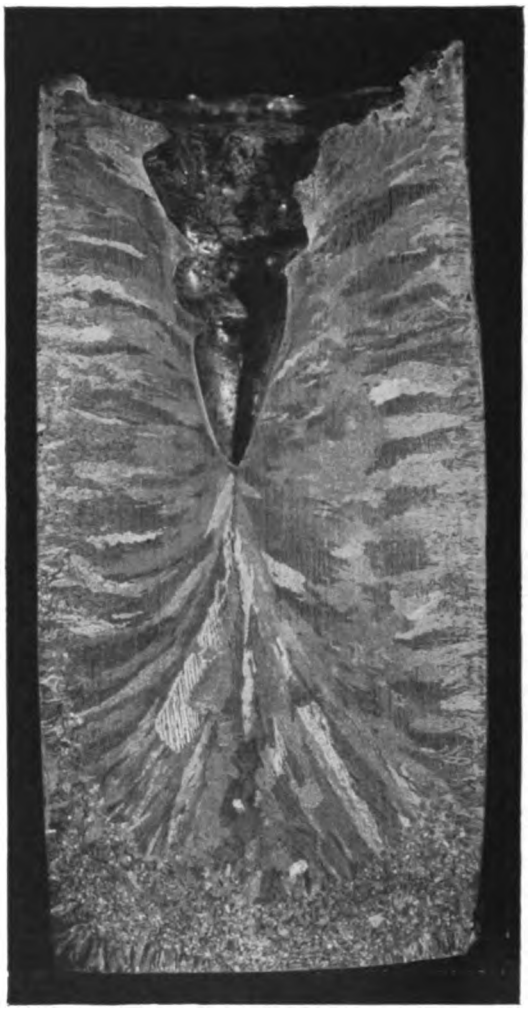


Abb. 20. Block 32. Gießtemperatur 420°. $v = {}^3/_4$.

Kokille mit der Wandstärke von 2 mm ergab günstigere Werte als die nur $^1/_2$ mm starke Gußform. Die Lunker dieser 4 Blöcke haben etwa die gleiche Größe wie die Lunker der in der Steinkokille erhaltenen Blöcke, sie sind etwas größer als die Schwindungshohlräume der ersten Versuchsreihe.

Zahlentafel 5.

Blockbezeichnung	Gießtemperatur in °C	Kokillenart	Blockhöhe H in mm	Lunkerfreie Höhe h in mm	$\frac{h \cdot 100}{H}$ in %	Lunkerfläche in cm²
30	420	2 mm Wandstärke	143	93	65	12,5
31	440	80 · 80 mm Querschnitt	160	116	72	8,5
32	420	½ mm Wandstärke	171	94	55	13,4
33	440	80 · 80 mm Querschnitt	158	100	63	11,1
34	420	2 mm Wandstärke 85 mm ⌀	159	92	58	12,9

Digitized by Google

Der Lunker des bei 420° in der runden Kokille gegossenen Blockes 34 ist etwas größer als der des Blockes 30, dagegen etwas kleiner als der des Blockes 32.

b) Gefügeausbildung.

Abb. 19 zeigt das Gefüge des bei 420° in der 2-mm-Kokille gegossenen Blockes 30; es ist über den ganzen Blockquerschnitt sehr feinkörnig[1]. Schon eine geringe Erhöhung der Gießtemperatur auf 440° verändert das Bild vollständig. Der Schliff zeigt jetzt wieder die bekannten langgestreckten Kristalle. Sie sind im Blockkopf erheblich gröber und breiter als im Blockfuß.

Kokille mit ½ mm Wandstärke (nicht gekühlt).

Abb. 21. Block 33. Gießtemperatur 440°. $v = \frac{3}{4}$.

Block 32 (Abb. 20), der in der $^1/_2$-mm-Kokille bei 420° gegossen wurde, hat nur in seinem unteren Teil einen schmalen Streifen mit feinem Korn, während er im übrigen aus breiten Kristallen besteht. Block 33 (Abb. 21), der ebenfalls in der $^1/_2$-mm-Kokille jedoch bei 440° gegossen wurde, weist nur noch strahlige Kristalle auf, die im oberen Teile erheblich breiter als im Blockfuß sind. Bei beiden Blöcken streben die Kristalle der Lunkerspitze zu. Dies erinnert etwas an den Kristallisationsverlauf in der Steinkokille. Auch dort war eine Ablenkung der Kristalle aus ihrer ursprünglichen Wachsrichtung nach der Lunkerspitze hin festzustellen. Anscheinend hängt dies auch bei der dünnwandigen Gußform mit der besonders langsamen Wärmeabfuhr durch die Kokillenwandungen zusammen, der gegenüber die infolge der Luftkühlung von der Oberseite des Blockes ausgehende Erstarrung im Gegensatz zu der starkwandigen Stahlkokille von erhöhter Bedeutung ist. Abb. 22 zeigt das Bild des bei 420° in eine runde Kokille von 2 mm Wandstärke gegossenen Blockes 34. Er besteht etwa zur Hälfte aus feinem Korn, zur Hälfte aus strahligen Kristallen.

Runde Kokille mit 2 mm Wandstärke (nicht gekühlt).

Abb. 22. Block 34. Gießtemperatur 420°. $v = \frac{3}{4}$.

Auch hier zeigt sich wieder eine Ablenkung der Kristalle nach der Lunkerspitze hin. Der Gefügeaufbau des Blockes erinnert an den der bei niedriger Temperatur in die kalte Steinkokille gegossenen Blöcke (Abb. 6 und 13). Auch dort fand sich am Blockfuß und in den von den Seitenwänden der Gußform berührten Teilen feines Korn.

c) Zusammenfassung.

Die Lunker der in dünnwandigen Kokillen vergossenen Blöcke waren etwa so groß wie die Schwindungshohlräume der in der Steinkokille vergossenen Schmelzen. Eine Erhöhung der Gießtemperatur von 420 auf 440° bedingte einen kleineren Lunker. Ebenso ergab die 2-mm-Kokille einen kleineren Lunker als die $^1/_2$-mm-Gußform. Die Zahlen der runden 2-mm-

[1] Bei allen Blöcken, die in starkwandigen Kokillen gegossen wurden, war es nicht möglich gewesen, im ganzen Block ein ähnlich gleichmäßiges Gefüge zu erzielen.

Digitized by Google

Kokille lagen zwischen denen der beiden quadratischen Gußformen. Die Schliffbilder der bei 420° gegossenen Blöcke zeigen für die quadratische 2-mm-Kokille nur feines Korn, für die runde 2-mm-Kokille zur Hälfte feines Korn, zur Hälfte nach der Lunkerspitze zu wachsende strahlige Kristalle. Der in der $^1/_2$-mm-Kokille bei 420° gegossene Block hat nur in einem schmalen Streifen feinkörniges Gefüge. Sonst besteht er nur aus strahligen Kristallen, die ebenfalls der Lunkerspitze zustreben.

Eine geringe Erhöhung der Gießtemperatur um 20° ließ auch bei dem in der 2-mm-Kokille gegossenen Block 31 das feine Korn völlig verschwinden. Beide Kokillen rufen in den bei 440° gegossenen Blöcken grobstrahliges Gefüge hervor. Die Kristalle erreichen besonders im Blockkopf eine beträchtliche Größe. Aber auch bei der Gießtemperatur von 440° hat der Block, der in der $^1/_2$ mm starken Gußform gegossen wurde, die größeren Kristalle.

Diese dünnwandigen Kokillen haben nun den Nachteil, daß sie sich nach dem Gießen recht stark erwärmen. Das führt, je geringer die Wandung, in um so stärkerem Maße zu einem Verziehen der Form und damit zu einer schlechten Gestalt des Blockes. Andererseits dauert die Abkühlung der Schmelze in einer dünnwandigen Form erheblich länger als in einer starkwandigen Kokille. Es lag daher nahe, die Kokille nach dem Gießen oder auch schon während des Gießvorganges zu kühlen. Es mußte alsdann gelingen, die Abkühlung der Schmelzen in erheblich kürzerer Zeit als bisher durchzuführen. Es war ferner anzunehmen, daß diese schnellere Abkühlung auch auf Lunker und Gefüge der Blöcke nicht ohne Wirkung bleiben würde.

G. Einfluß der Gießtemperatur beim Gießen von Zink auf Lunkerneigung und Gefüge bei Verwendung von dünnwandigen, wassergekühlten, eisernen Kokillen.

I. Versuche mit einer wassergekühlten Kokille von $^1/_2$ mm Wandstärke. (Gekühlt wurde unmittelbar nach dem Gießen.)

Es wurden zunächst in der Kokille mit $^1/_2$ mm Wandstärke bei 420, 490 und 580° 3 Blöcke vergossen. Die Kokille stand während des Gießens nur mit dem Boden im Wasser und wurde erst nach dem Gießen allseitig in Wasser gekühlt.

a) Lunkerbildung.

In Zahlentafel 6 sind die Versuchswerte zusammengestellt.

Abb. 23 und 24 zeigen die Linienzüge für lunkerfreie Höhe und Lunkerfläche in Abhängigkeit von der Gießtemperatur, aus denen eine Zunahme des Lunkers mit

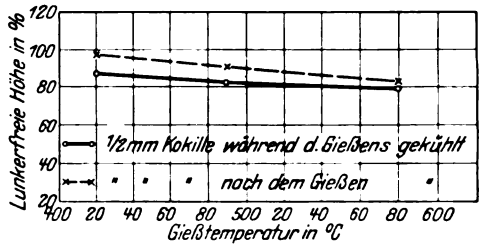


Abb. 23. Abhängigkeit der lunkerfreien Höhe von der Gießtemperatur bei Verwendung einer wassergekühlten Kokille von ½ mm Wandstärke.

steigender Gießtemperatur hervorgeht. Diese Lunkerziffern sind im Vergleich zu den in früheren Versuchsreihen erhaltenen Werten sehr günstig. Dies zeigt sich besonders in den Zahlen für die lunkerfreie Höhe. Infolge der breiten, dafür aber sehr flachen Form des Lunkers sind bei dem Block 35 96% der Blockhöhe fehler-

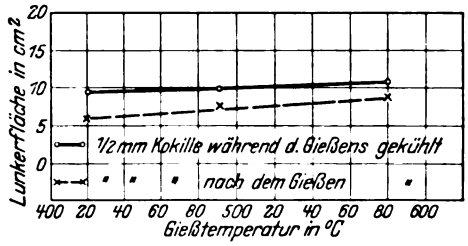


Abb. 24. Abhängigkeit der Lunkerfläche von der Gießtemperatur bei Verwendung einer wassergekühlten Kokille von ½ mm Wandstärke.

frei. Auch der bei 490° gegossene Block hat einen breiten flachen Lunker und erst bei dem Block 37b ist er schmäler geworden und zieht sich dafür tiefer in das gesunde Material hinein.

b) Gefügeausbildung.

Der Block 35 (Abb. 25) hat das feinste Gefüge. Er hat nur in dem vom Kokillenboden berührten Teile einen schmalen, kaum wahrnehmbaren Streifen mit nadeligem Gefüge, außerdem finden sich etwas gröbere Nadeln im Blockkopf unterhalb des Lunkers. Sonst zeigt das Schliffbild nur feines Korn, das im unteren Teile am feinsten ist. Die beiden anderen Blöcke mit den Gießtemperaturen von 490 und 580° zeigen nur strahlige Kristalle, die senkrecht zu den Kokillenwänden aufgewachsen sind.

c) Wirkung der Wasserkühlung der Gußform.

Block 32 und 35 (Abb. 20 und 25) sind bei der gleichen Temperatur in derselben Kokille gegossen worden. Sie

Zahlentafel 6.

Blockbezeichnung	Gießtemperatur in °C	Kokillenart	Blockhöhe H in mm	Lunkerfreie Höhe h in mm	$\frac{h \cdot 100}{H}$ in %		Lunkerfläche in cm²	
35	420	½ mm Wandstärke 80 · 80 mm Querschnitt	161	155	96		5,6	nach dem Gießen gekühlt
36	490		163	149	91		7,5	
37a	580		156	122	78	81		
37b	580		151	127	84		8,6	
38	420		165	144	87		9,5	während des Gießens gekühlt
39	490		158	129	82		9,6	
40	580		153	122	80		10,8	

Digitized by Google

unterscheiden sich nur durch die Art der Abkühlung nach dem Gießen. Bei Block 32 hatte sich die dünnwandige Kokille zu stark erwärmt. Der Temperaturunterschied zwischen Block und Gußform war zu gering geworden, infolgedessen waren grobe Kristallnadeln entstanden. Nur in der Nähe der Bodenplatte, die stärker als $^1/_2$ mm war, zeigte sich feines Kristallkorn. Durch die Kühlung bei dem Block 35 ist nun diese zu hohe Erwärmung der Gußform verhindert worden. Andrerseits wurde hier aber auch eine zu schroffe Abkühlung des Blockes im Augenblick des Erstarrens vermieden. Dies

Kokille mit ½ mm Wandstärke (nach dem Gießen gekühlt).

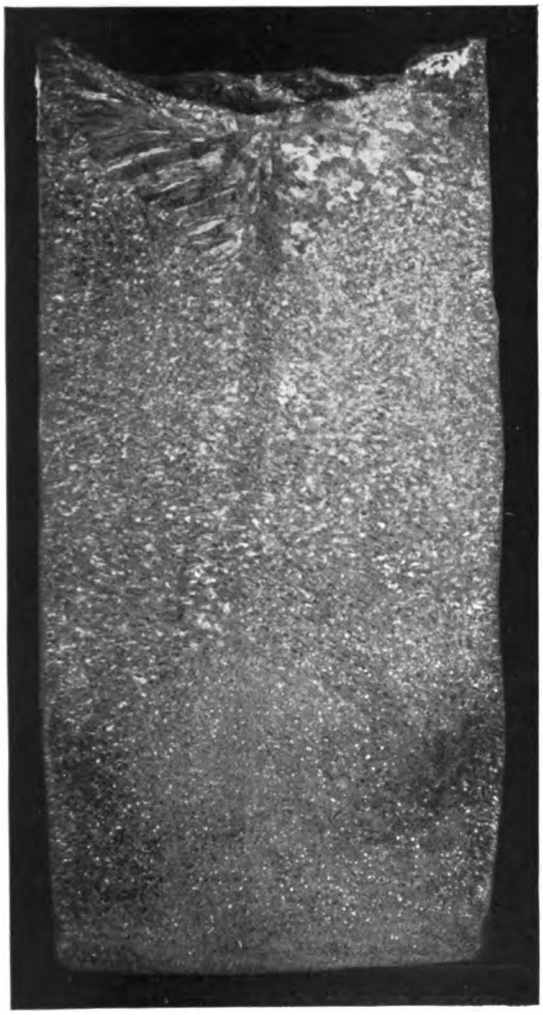


Abb. 25. Block 35. Gießtemperatur 420°. $v = ^3/_4$.

wird verständlich bei dem Vergleich der Zahlen für die spezifische Wärme und die Wärmeleitfähigkeit von Wasser und Eisen. Die Wärmeleitfähigkeit von Eisen mit 0,1% C beträgt etwa das 100fache derjenigen von Wasser. Andrerseits ist die spezifische Wärme etwa ein Zehntel so hoch wie die von Wasser. Das bedeutet also, daß die eiserne Kokille an sich sehr schnell die Wärme der Schmelze weiterleitet, daß diese Wärmeabfuhr aber zunächst an dem die Form umgebenden Wasser ihr Ende erreicht. Es wird sich deshalb das geringe Metallvolumen der dünnwandigen Eisenkokille zunächst stark erwärmen, und dann infolge des hohen Temperaturunterschiedes zwischen Eisen und Wasser eine erhöhte Wärmeabfuhr stattfinden.

d) Zusammenfassung.

In der dünnwandigen Kokille mit $^1/_2$ mm Wandstärke, die nach dem Gießen gekühlt wurde, konnten Blöcke mit geringer Lunkerbildung erhalten werden. Besonders bei dem Block 35 mit der Gießtemperatur von 420° war der Lunker außerordentlich flach. Aber auch die Lunker der anderen Blöcke sind flacher als die der Schmelzen, die in den nichtgekühlten Gußformen erhalten wurden. Mit zunehmender Gießtemperatur steigt auch bei den Blöcken aus der gekühlten $^1/_2$-mm-Kokille die Größe der Lunker. Die Schliffbilder zeigen nur bei dem Block 35 feines Korn, die übrigen Blöcke bestehen aus langgestreckten Nadeln. Während also bei der nichtgekühlten $^1/_2$-mm-Kokille, wie Abb. 20 zeigt, nur am Boden ein schmaler Streifen mit feinem Korn erhalten wurde, gelang es hier, durch die Kühlung der Gußform die Bedingungen für das Entstehen einer großen Anzahl von Keimen im ganzen Block zu schaffen.

II. Versuche mit einer wassergekühlten Kokille von $^1/_2$ mm Wandstärke. (Gekühlt wurde bereits während des Gießens.)

Block 35, bei dem nach Abschnitt I die Kokille erst nach dem Gießen gekühlt worden war, zeigte in seinem unteren Teile ein bedeutend feineres Korn als im Blockkopf. Diese Ungleichmäßigkeit war vermutlich durch die starke Erwärmung der Gußform bedingt worden, da die Wasserkühlung erst später eingesetzt hatte.

Nunmehr wurden die Gußformen, nachdem sie mit Asbest und Paraffin sorgfältig abgedichtet waren, bereits während des Gießens gekühlt. Die Gießtemperaturen waren die gleichen (420, 490, 580°) wie bei der vorhergehenden Reihe.

a) Lunkerbildung.

Zahlentafel 6 enthält auch die Versuchswerte dieser Reihe (Block 38, 39 und 40). In Abb. 23 und 24 sind lunkerfreie Höhe und Lunkerfläche in Abhängigkeit von der Gießtemperatur auch für die während des Gießens gekühlten Blöcke 38, 39 und 40 aufgetragen. Das Bild zeigt, daß die Lunkerzahlen im Vergleich zu denen der nach dem Gießen gekühlten Blöcke ungünstiger geworden sind. Durch die sofort wirksame Wasserkühlung erstarrt auch das Metall im Blockkopf etwas schneller. Das zur Ausfüllung der sich bildenden Schwindungshohlräume zur Verfügung stehende Metallvolumen wird kleiner, die Größe des Lunkers nimmt zu.

b) Gefügeausbildung.

Die Schliffe zeigen ein ähnliches Bild wie bei den Blöcken, die nach dem Gießen gekühlt wurden. Jedoch ist hier infolge der sofort einsetzenden Kühlung das Gefüge durchweg feiner. Block 38 (Abb. 26) zeigt ein sehr feines Korn. Die Kristalle sind erheblich kleiner als bei dem Block, der erst nach dem Gießen gekühlt wurde. Nur dort, wo die Schmelze die Kokille berührt hat, sind kleine, dicht nebeneinanderliegende Nadeln zu erkennen. Außerdem findet sich in der Nähe des Lunkers eine kleine Zone mit strahligem Gefüge. Die Kristalle sind auch bei Block 38 in dem unteren Blockteil am feinsten. Die Schliffbilder der Blöcke 39 und 40 zeigen fast nur

Digitized by Google

strahlige Kristalle. In Abb. 27 ist das Bild des Blockes 40 wiedergegeben. Hier sind besonders deutlich die langen schmalen Kristalle zu erkennen, die senkrecht zu den Wänden der Gußform aufgewachsen sind und sich in einer scharf ausgeprägten Grenzlinie in der Mitte des Blockes treffen. Im Gegensatz zu den in starkwandigen Kokillen gegossenen Blöcken ist, wie Abb. 27 zeigt und wie es auch schon bei den Blöcken 36 und 37 beobachtet werden konnte, bei Block 40 nur eine sehr flache Bodenpyramide vorhanden. Die Kokille stand bei den

Kokille mit ½ mm Wandstärke (während des Gießens gekühlt).

Abb. 26. Block 38. Gießtemperatur 420°. $v = ¾$.

Versuchen auf dem Boden des Wasserbassins, ihre Bodenplatte wurde nicht von Wasser umspült und erwärmte sich deshalb stärker als die Seitenwände; die Erstarrung von unten aus setzte somit später ein bzw. verlief hier langsamer. Der vom Boden ausgehenden Kristallisation wird ein Ende bereitet, wenn diese Kristalle auf die von den Seiten ausgehenden treffen. Dies trat bei den in gekühlten Kokillen gegossenen Blöcken später ein als bei den in starkwandige, nichtgekühlte Gußformen gegossenen. Deshalb finden sich bei diesen in dünnwandige, gekühlte Gußformen gegossenen Blöcken flache Bodenpyramiden.

c) Zusammenfassung.

Eine Kühlung der Kokille mit $^1/_2$ mm Wandstärke schon während des Gießens verursacht größere Lunker als eine solche, die erst nach dem Gießen erfolgt. Der Lunker wird auch hier mit zunehmender Gießtemperatur größer. Der Vorzug der dünnwandigen gekühlten Kokille — ein flacher, wenig in das gesunde Material hineinragender Lunker — ist jedoch auch bei diesen Blöcken erkennbar. Das Gefüge ist bei allen Blöcken durch die schon während des Gießens wirksame Kühlung feiner geworden. Block 38 zeigt außerordentlich feines Kristallkorn. Block 39 und 40, die bei 490 bzw. 580° gegossen wurden, bestehen aus langen, schmalen Nadeln, die fast alle senkrecht zu den Kokillenwänden aufgewachsen sind.

Kokille mit ½ mm Wandstärke (während des Gießens gekühlt).

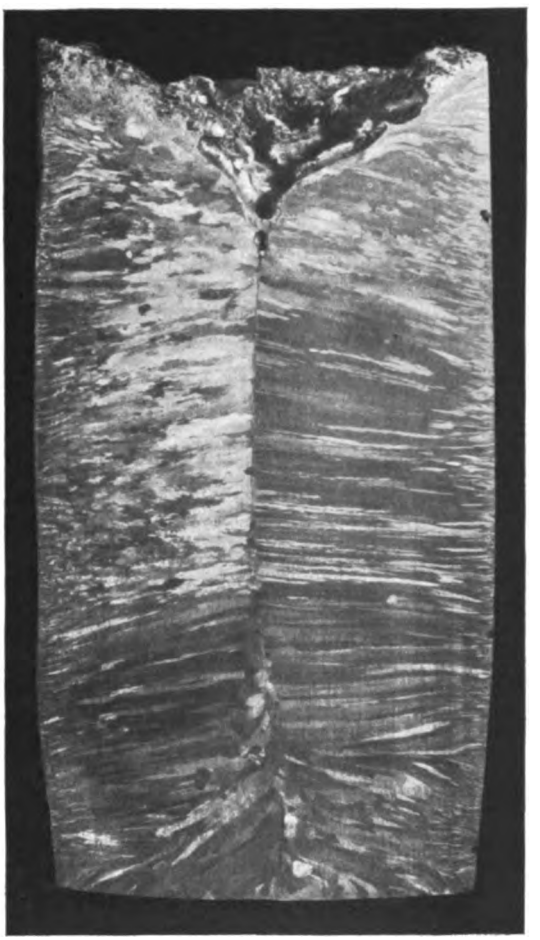


Abb. 27. Block 40. Gießtemperatur 580°. $v = ¾$.

Die Oberfläche der mit der $^1/_2$-mm-Kokille erhaltenen Blöcke war sehr glatt. Auch hier treffen während des Gießens Metallspritzer die Kokillenwände. Durch die Berührung mit der verhältnismäßig kleinen Metallmasse der Gußform werden sie so wenig abgekühlt, daß sie noch heiß sind, wenn das Metall im weiteren Verlauf des Gießens vom Boden aufsteigt; sie werden deshalb ohne Schwierigkeiten von diesem wieder gelöst.

III. Versuche mit einer wassergekühlten Kokille von 2 mm Wandstärke.

In der gleichen Weise wie mit der $^1/_2$-mm-Kokille, wurden auch mit einer Gußform von 2 mm Wandstärke Versuche durchgeführt, und dabei wieder Gießtemperaturen von 420, 490 und 580° gewählt. Die ersten vier Blöcke wurden nach dem Gießen gekühlt, bei den übrigen

Digitized by Google

Zahlentafel 7.

Block-bezeichnung	Gieß-temperatur in °C	Kokillenart	Blockhöhe H in mm	Lunkerfreie Höhe h in mm	$\frac{h \cdot 100}{H}$ in %		Lunkerfläche in cm²	
41	420	2 mm Wandstärke 80 · 80 mm Querschnitt	161	137	85	78,5	7,2	nach dem Gießen gekühlt
42a	490		150	117	78		9,2	
42b	490		152	121	79			
43	580		153	113	74		13,2	
44	420		162	108	66		11,6	während des Gießens gekühlt
45	490		148	96	65		12,4	
46	580		152	98	64		15,4	

Schmelzen stand die Gußform schon während des Gießens im Wasser.

a) Lunkerbildung.

In Zahlentafel 7 sind die Versuchswerte dieser Reihen zusammengestellt.

Abb. 28 und 29 zeigen „Lunkerfreie Höhe" und „Lunkerfläche" in Abhängigkeit von der Gießtemperatur. Die einzelnen Werte liegen auf Graden. Die Blöcke, die

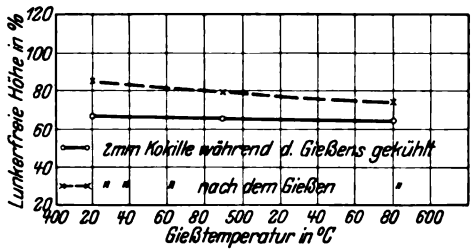


Abb. 28. Abhängigkeit der lunkerfreien Höhe von der Gießtemperatur bei Verwendung einer wassergekühlten Kokille von 2 mm Wandstärke.

erst nach dem Gießen gekühlt wurden, hatten die kleineren Lunker[1]. Wie schon öfter festgestellt wurde, nimmt die Größe des Lunkers mit steigender Gießtemperatur zu. Einen flachen Lunker hat nur Block 41 (Abb. 30), der bei 420° in die erst nach dem Gießen gekühlte Kokille gegossen wurde, während die Schwindungshohlräume

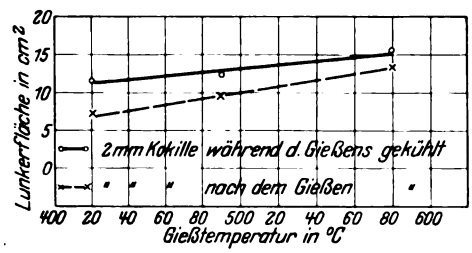


Abb. 29. Abhängigkeit der Lunkerfläche von der Gießtemperatur bei Verwendung einer wassergekühlten Kokille von 2 mm Wandstärke.

aller übrigen Blöcke ziemlich tief waren. Die Lunker dieser Reihe haben annähernd den gleichen Umfang wie bei den Versuchen mit der starkwandigen Stahlkokille. Nur der Block 41 hat infolge der flachen Ausbildung des Lunkers eine größere lunkerfreie Höhe.

b) Gefügeausbildung.

Abb. 30 zeigt das Gefüge des Blockes 41. Der Block hat in seinem unteren Teil ein äußerst feines Korn, das nach dem Blockkopf zu gröber wird. Unterhalb des Lunkers sind dann wieder strahlige Kristalle zu erkennen. In dem von der Bodenplatte berührten Teile finden sich, wie schon bei den Versuchen mit der $^1/_2$-mm-Kokille beobachtet, eine große Zahl dicht nebeneinanderliegender feiner Nadeln. Die Blöcke 42 und 43 zeigen

Kokille mit 2 mm Wandstärke (nach dem Gießen gekühlt).

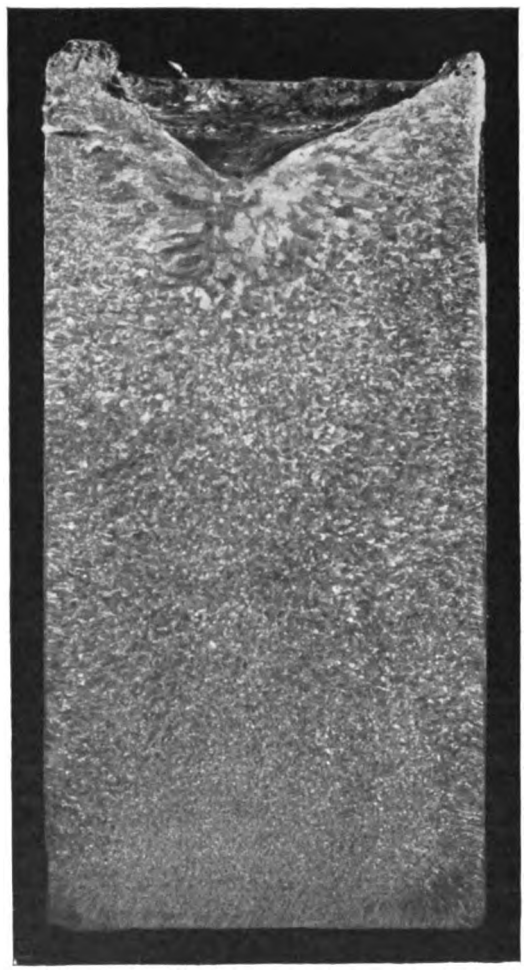


Abb. 30. Block 41. Gießtemperatur 420°. $v = 3/4$.

im Schliffbild strahlige Kristalle, die mit zunehmender Gießtemperatur gröber werden. In Abb. 31 ist das Bild des Blockes 43 wiedergegeben, das wieder die senkrecht zu den Kokillenwänden aufgewachsenen Kristalle erkennen läßt. Die Trennungslinie in der Blockmitte ist aber nicht so stark ausgeprägt wie bei den in der $^1/_2$-mm-Kokille gegossenen Blöcken. Der Block 43 (Abb. 31) zeigt wieder die flache Bodenpyramide, die auch hier durch die geringere Kühlung des Kokillenbodens verursacht wird.

[1] Die Erschütterung der Kokille beim Hineinsetzen in das Wasserbassin scheint, wie auch schon bei der vorigen Versuchsreihe beobachtet wurde, auf ein Flacherwerden des Lunkers hinzuwirken. Für die Praxis käme daher in solchen und ähnlichen Fällen ein „Rütteln" der Kokille in Frage.

Digitized by Google

Von den schon während des Gießens gekühlten Blöcken hat auch der Block mit der Gießtemperatur von 490° noch feines Korn. Aber auch schon bei dem Block 44, der bei 420° gegossen wurde, zeigt sich, daß eine Kühlung der Kokille während des Gießens in der Schmelze ein feineres Gefüge hervorruft, als wenn die Kühlung erst nach dem Gießen erfolgt. Die Kristalle sind fast überall feiner als die des Blockes 41. Block 46, der bei 580° gegossen wurde, hat ausgesprochen strahliges Gefüge. Die Kristalle sind etwas schmaler als die des Blockes 43; sie sind senkrecht zu den Kokillenwänden aufgewachsen, nur in der Nähe des Lunkers sind einige Kristalle aus der ursprünglichen Richtung nach der Lunkerspitze hin etwas abgelenkt worden.

Kokille mit 2 mm Wandstärke (nach dem Gießen gekühlt).

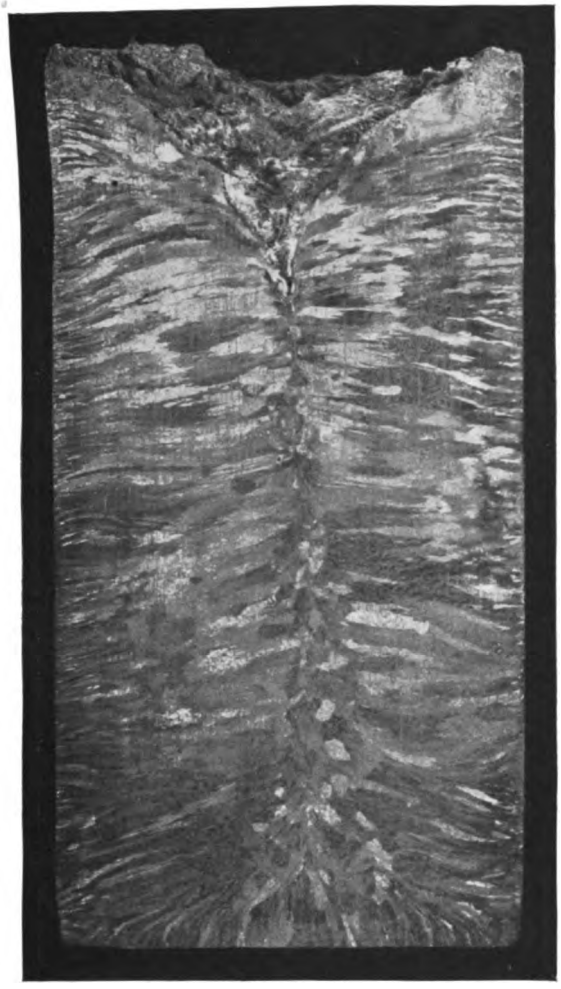


Abb. 31. Block 43. Gießtemperatur 580°. $v = ¾$.

c) Zusammenfassung.

Die Lunker werden auch bei Verwendung einer wassergekühlten Kokille von 2 mm Wandstärke mit steigender Gießtemperatur größer. Durch eine Kühlung, die erst nach dem Gießen einsetzt, werden kleinere Schwindungshohlräume erzielt als durch eine schon während des Gießens wirksame. Die günstigen Lunkerzahlen der Kokille mit $^1/_2$ mm Wandstärke konnten jedoch mit der 2 mm starken Gußform nicht erreicht werden. Im Gefüge läßt sich jedoch durch Verwendung einer 2-mm-Kokille noch eine Verbesserung erzielen. Das Gefüge der bei 420° gegossenen Blöcke ist sogar feiner als das der entsprechenden Schmelzen der $^1/_2$-mm-Gußform. Außerdem zeigt auch der während des Gießens gekühlte Block 45 trotz der hohen Gießtemperatur von 490° noch feines Korn. Von den strahlig erstarrten Blöcken haben auch bei der 2-mm-Kokille die Blöcke, die schon während des Gießens gekühlt wurden, die schmäleren Kristalle. Die Oberfläche der Blöcke dieser Reihe ist jedoch nicht so gut wie die der Blöcke, die in der $^1/_2$-mm-Kokille gegossen wurden.

IV. Versuche mit einer runden wassergekühlten Kokille mit 2 mm Wandstärke.

Bei den im folgenden beschriebenen Versuchen wurde die runde Kokille gekühlt. Während der Querschnitt der in den quadratischen Gußformen gegossenen Blöcke 64 cm² betrug, hatten die runden Blöcke nur einen solchen von ≈ 54 cm². Das pro cm³ Schmelze zur Verfügung stehende Kokillenvolumen ist etwas kleiner als das der quadratischen Kokille mit 2 mm Wandstärke. Zunächst wurden wieder einige Blöcke gegossen, bei denen die Kokille unmittelbar nach dem Gießen gekühlt wurde. Bei den übrigen Versuchen stand die Gußform schon während des Gießens in einem Wasserbassin. Die Gießtemperaturen waren wie bei den früheren Versuchsreihen 420, 490 und 580°.

a) Lunkerbildung.

Zahlentafel 8 enthält die Versuchswerte der Schmelzreihen.

In Abb. 32 und 33 sind „Lunkerfreie Höhe“ und „Lunkerfläche“ in Abhängigkeit von der Gießtemperatur aufgetragen. Die Lunker der Blöcke, die erst nach dem

Zahlentafel 8.

Blockbezeichnung	Gießtemperatur in °C	Kokillenart	Blockhöhe H in mm	Lunkerfreie Höhe h in mm	$\frac{h \cdot 100}{H}$ in %	Lunkerfläche in cm²	
47a	420	2 mm Wandstärke 85 mm Durchmesser	185	116	63	17,2	nach dem Gießen gekühlt
47b	420		156	105	67	17,4	
47c	420		176	108	62	14,7	
48	490		170	128	75	10,2	
49a	580		167	133	80	12,1	
49b	580		172	152	88	9,0	
49c	580		156	138	88	9,0	
50	420		165	133	80,5	14,1	während des Gießens gekühlt
51	490		168	128	76	18,2	
52	580		170	85	50	18,9	

Digitized by Google

Gießen gekühlt wurden, wurden mit steigender Gießtemperatur kleiner. Auch bei den früheren Versuchen

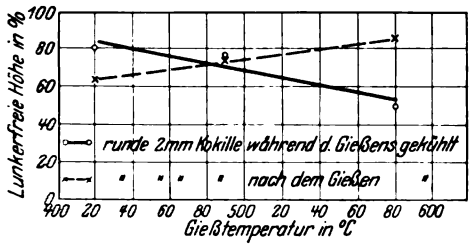


Abb. 32. Abhängigkeit der lunkerfreien Höhe von der Gießtemperatur bei Verwendung einer wassergekühlten, runden Kokille von 2 mm Wandstärke.

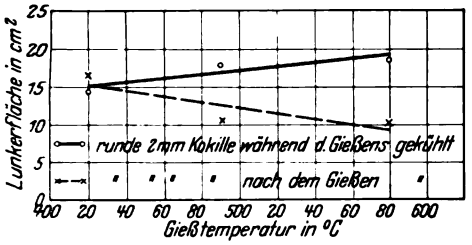


Abb. 33. Abhängigkeit der Lunkerfläche von der Gießtemperatur bei Verwendung einer wassergekühlten, runden Kokille von 2 mm Wandstärke.

(s. Abb. 3) konnte beobachtet werden, daß die bei höheren Temperaturen gegossenen Blöcke etwas kleinere Lunker als die bei 420° gegossenen besaßen; erst bei Tempe-

Runde Kokille mit 2 mm Wandstärke (nach dem Gießen gekühlt).

Abb. 34. Block 47 b. Gießtemperatur 420°. $v = \frac{3}{4}$.

raturen von mehr als 480° war ein Anwachsen des Lunkers mit der Erhöhung der Gießtemperatur zu beobachten. Die Blöcke dieser Versuchsreihe hatten bei der Gießtemperatur von 580° den kleinsten Lunker. Auch eine Wiederholung der Schmelzen brachte die gleichen Ergebnisse. Nicht berücksichtigt sind bei der Berechnung der Lunkerzahlen vereinzelte schmale langgestreckte Hohlräume, die sich im Innern der heißer gegossenen Blöcke vorfanden. Da diese Innenlunker nicht in der Blockmitte lagen, so sind sie auf den Schliffbildern nicht sichtbar. Die Größe dieser Innenhohlräume nahm mit der Gießtemperatur zu. Bei den schon während des Gießens gekühlten Blöcken fehlten sie vollständig, hier nahm der Lunker wie gewöhnlich mit der Erhöhung der Gießtemperatur zu. Der bei 580° gegossene Block 52 hat einen sehr tiefen, wenn auch schmalen Lunker.

b) Gefügeausbildung.

Die bei 420° gegossenen Blöcke zeigten feines Korn. In Abb. 34 ist das Bild des Schliffes aus Block 47 b wiedergegeben. Im Blockfuß finden sich außer den feinen auch etwas gröbere Kristalle. Das Schliffbild des Blockes 50, der schon während des Gießens gekühlt wurde, zeigt kleinere Kristalle als Block 47 b. Die bei 490 und 580° gegossenen Blöcke bestehen fast nur aus strahligen Kristallen. In der Randzone finden sich kleine, etwa 5 mm

Runde Kokille mit 2 mm Wandstärke (nach dem Gießen gekühlt).

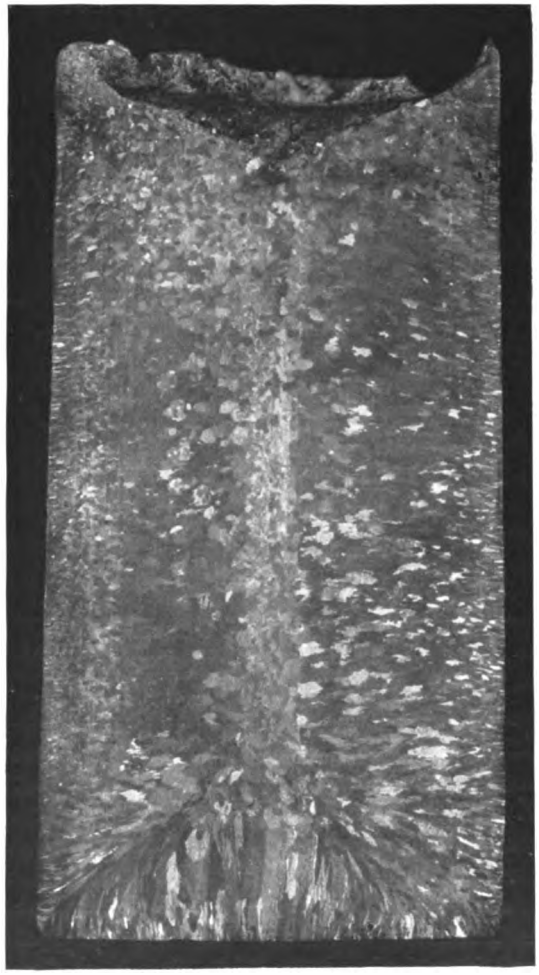


Abb. 35. Block 49 c. Gießtemperatur 580°. $v = \frac{3}{4}$.

lange, dicht nebeneinanderliegende Nadeln, an die sich dann die strahligen Innenkristalle anschließen. Die Zunahme der Kristallgröße mit der Gießtemperatur war

Digitized by Google

aber nicht so deutlich wie bei den früheren Schmelzen zu erkennen. Die Bilder der Blöcke 49c (Abb. 35) und 51 (Abb. 36) wiesen in der Mitte ganz unregelmäßig geformte Kristalle auf. In Abb. 37—39 sind die Querschliffe der Blöcke 49c, 51 und 52 wiedergegeben, durch die das auffallende Gefüge erklärt wird. Wenn bei quadratischen Blöcken die Schliffebene wegen unregelmäßiger Lunkerbildung nicht genau in die Blockmitte gelegt werden konnte, so war im Gefügebild die Trennungslinie der von den Seiten aus aufgewachsenen Kristalle nicht so scharf ausgeprägt wie sonst. Das Gefügebild der runden Blöcke

Runde Kokille mit 2 mm Wandstärke (während des Gießens gekühlt).

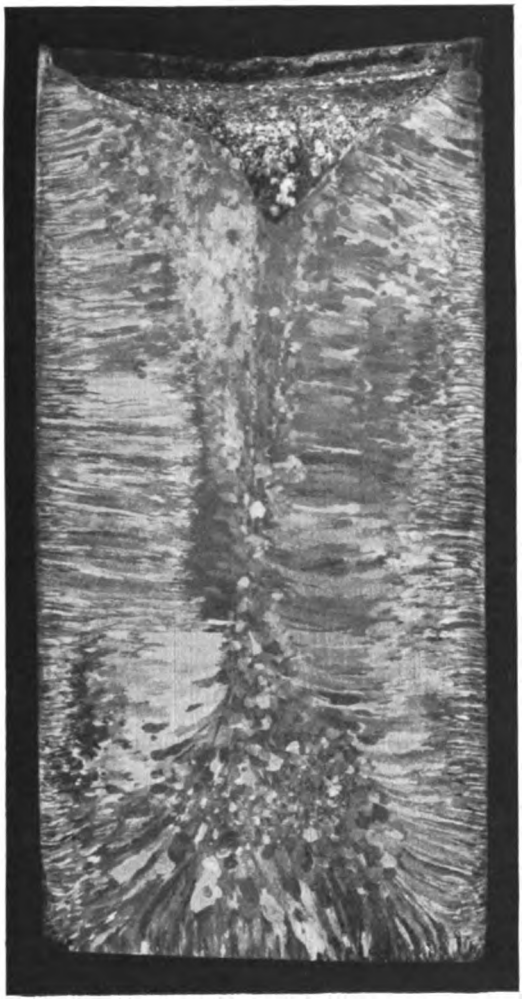


Abb. 36. Block 51. Gießtemperatur 490°. $v = \frac{3}{4}$.

dagegen zeigt bei einer von der Mittelebene abweichenden Schlifflage nicht mehr den Längsschliff von zwei, sondern den Querschliff von mehreren Kristallen. Bei Betrachtung des Längsschliffes eines runden Blockes wird, wenn die Schliffebene nicht genau in der Blockmitte oder, wenn auch nur die Schnittlinie der Kristalle etwas exzentrisch liegt, der Eindruck erweckt, als ob die Blöcke aus kleineren Kristallen beständen. Erst der Vergleich der Querschliffe zeigt in solchem Falle die mit zunehmender Gießtemperatur breiter und länger werdenden Kristallnadeln. Abb. 38 und 39 lassen auch deutlich erkennen, wie aus der großen Zahl der beim Beginn der Erstarrung entstandenen Randnadeln nur verhältnismäßig wenige Kristalle bis zur Blockmitte aufwachsen.

c) Zusammenfassung.

Die mit einer runden, erst nach dem Gießen gekühlten Kokille erhaltenen Blöcke zeigen bei der höchsten Gießtemperatur den kleinsten Lunker. Fast alle Schmelzen, die bei höheren Temperaturen gegossen waren, hatten im Innern schmale langgestreckte Hohlräume, die jedoch nicht in der Blockachse lagen. Berücksichtigt man diese Innenlunker bei der Berechnung der Lunker-

Runde Kokille mit 2 mm Wandstärke (nach dem Gießen gekühlt).

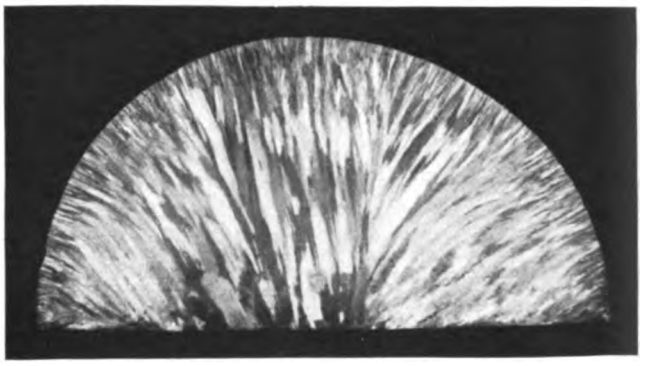


Abb. 37. Block 49c. Gießtemperatur 580°. Querschliff. $v = \frac{9}{10}$.

Runde Kokille mit 2 mm Wandstärke (während des Gießens gekühlt).

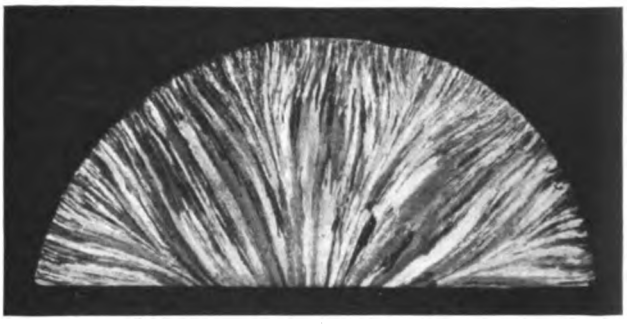


Abb. 38. Block 51. Gießtemperatur 490°. Querschliff. $v = \frac{9}{10}$.

Runde Kokille mit 2 mm Wandstärke (während des Gießens gekühlt).

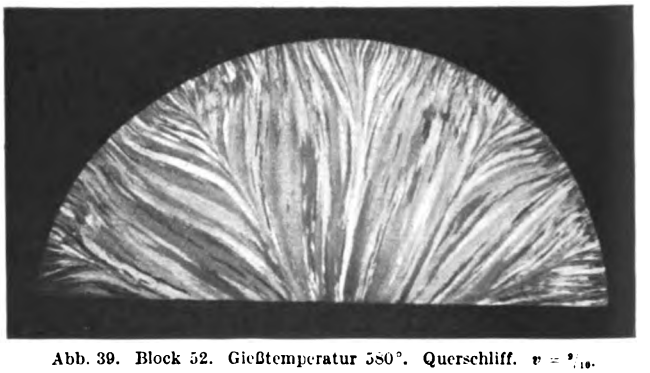


Abb. 39. Block 52. Gießtemperatur 580°. Querschliff. $v = \frac{9}{10}$.

werte, so ergibt sich eine Zunahme des Lunkers mit der Höhe der Gießtemperatur. Bei den schon während des Gießens gekühlten Blöcken fehlten zwar die Innenlunker, jedoch war von vornherein eine Zunahme des Lunkers mit der Gießtemperatur zu erkennen. Liegt bei der Kühlung der Kokille der Wasserspiegel etwas unterhalb der Badoberfläche, so bleibt hier das Metall besonders lange flüssig. Es entstehen an den Kokillenwänden erst spät Ansätze von schon erstarrtem Metall, und es kann deshalb lange von hier aus Metall nach den unteren, schon schwindenden Teilen nachfließen. Die Blöcke haben dann sehr flache Lunker. Die Gefügebilder

Digitized by Google

der bei 420° gegossenen Blöcke zeigen feines Korn. Alle übrigen haben strahlige Kristalle. Diese sind wieder senkrecht zu den Kokillenwänden aufgewachsen und nur im Blockkopf aus dieser Richtung nach oben abgelenkt. Eine schon während des Gießens wirksame Kühlung verursacht feinere Kristalle als eine solche, die erst nach dem Gießen einsetzt. Die Querschliffe lassen besonders deutlich erkennen, daß von einer großen Zahl bei der Berührung mit der Kokillenwand entstehenden, dicht nebeneinanderliegenden Nadeln nur verhältnismäßig wenige bis zur Blockmitte weiterwachsen.

II. Einfluß der Gießgeschwindigkeit beim Gießen von Zink auf Lunkerneigung und Gefüge.

Sehr wichtig für die Ausbildung des Gefüges sowie des Lunkers ist auch die Gießgeschwindigkeit. Ihr Einfluß wurde deshalb in einer weiteren Versuchsreihe untersucht. Es wurden 7-kg-Blöcke bei 420° in der 2 mm starken quadratischen Kokille, die schon während des Gießens gekühlt wurde, gegossen. Ein gußeiserner Rohrabschnitt mit einer Wandstärke von 10 mm und einer lichten Weite von 90 mm wurde mit auswechselbaren Böden versehen, die in der Mitte je eine Bohrung be-

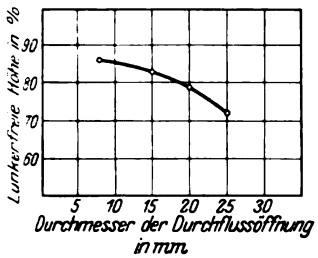


Abb. 40. Abhängigkeit der lunkerfreien Höhe von der Gießgeschwindigkeit (Durchmesser der Durchflußöffnung).

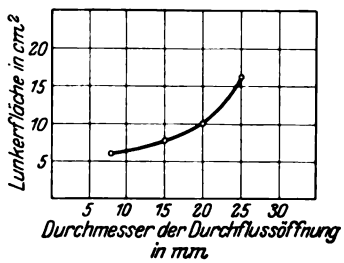


Abb. 41. Abhängigkeit der Lunkerfläche von der Gießgeschwindigkeit (Durchmesser der Durchflußöffnung).

saßen. Der Durchmesser dieser Bohrungen war bei den einzelnen Böden verschieden groß und betrug 25, 20, 15 und 8 mm. So wurde durch diesen Rohrabschnitt mit den auswechselbaren Böden eine Vorrichtung geschaffen, durch die sich die Durchflußöffnung und damit die Gießgeschwindigkeit regeln ließ. Dieser „Gießtrichter" wurde in einem besonderen Ofen gut vorgewärmt und unmittelbar vor dem Gießen auf die im Wasser stehende Kokille gesetzt. Durch diese Vorwärmung sollte eine Abkühlung des Metalls im Trichter möglichst vermieden werden.

a) Lunkerbildung.

In Zahlentafel 9 sind die Versuchswerte dieser Reihe angegeben.

Zahlentafel 9.

Blockbezeichnung	Gießtemperatur in °C	Durchflußöffnung Durchmesser in mm	Blockhöhe H in mm	Lunkerfreie Höhe h in mm	$\frac{h \cdot 100}{H}$ in %	Lunkerfläche in cm²
53	420	25	167	121	72	16
54	420	20	158	125	79	10
55	420	15	147	122	83	7,4
56	420	8	135	116	86	6

In Abb. 40 und 41 sind die Werte für die „lunkerfreie Höhe" und „Lunkerfläche" in Abhängigkeit von dem Durchmesser der Durchflußöffnung und damit der Gießgeschwindigkeit aufgetragen. Je geringer die Gießgeschwindigkeit ist, um so kleiner wird der Lunker. Bei langsamem Gießen erstarrt das Metall sehr schnell. Die der Kokille in der Zeiteinheit zugeführten Wärmemengen sind geringer als bei schnellem Gießen und können deshalb auch rascher abgeleitet werden. Dadurch setzt auch der Schwindungsvorgang früher ein. Die sich bildenden Schwindungshohlräume können durch das noch nachfließende Metall im Entstehen sofort wieder ausgefüllt werden. So erhält man schließlich einen

Quadratische Kokille mit 2 mm Wandstärke (während des Gießens gekühlt).

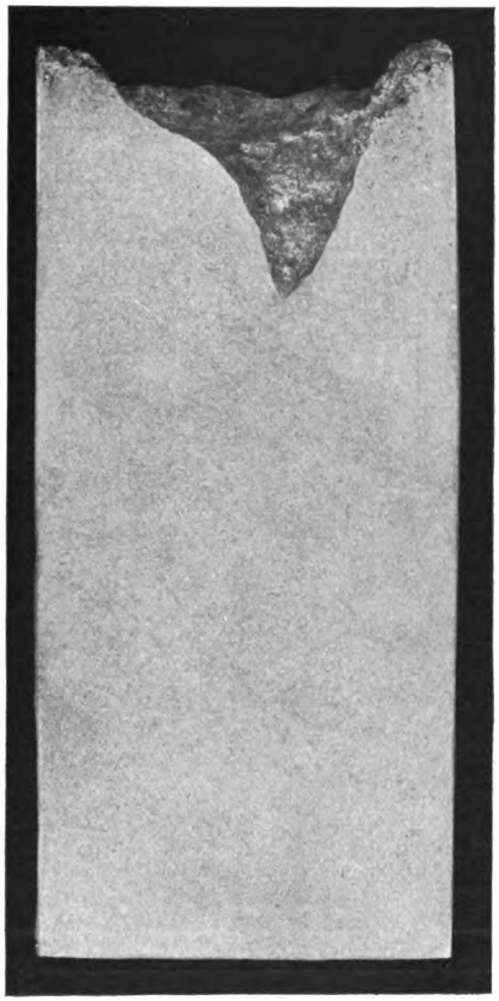


Abb. 42. Block 53. Durchflußöffnung 25 mm ⌀. $v = \frac{3}{4}$.

Block, der gewissermaßen in Schichten parallel zur Bodenfläche erstarrt ist. Weil die Erstarrung von den Seitenwänden aus im Blockkopf infolge des langsamen Gießens erst einsetzt, wenn das Metall im unteren Blockteil schon stark abgekühlt ist, ist die Lunkerbildung ziemlich gering. Es entsteht nur ein breiter, flacher Lunker.

b) Gefügeausbildung.

Aus den Abb. 42—44 geht eindeutig hervor, daß mit Abnahme der Gießgeschwindigkeit das Kristallkorn gröber wird. Block 53 (Abb. 42) ist feinkristallin erstarrt. Auch Block 54 (Abb. 43) hat noch feines Korn, doch sind die Kristalle schon erheblich größer und zeigen eine gewisse Orientierung nach der Blockmitte. Die Blöcke 55

Digitized by Google

und 56 lassen nur noch strahlige Kristalle erkennen. Sehr deutlich zeigt sich bei dem Block 56 (Abb. 44) die Wirkung des langsamen Gießens. Die Kristalle sind nicht wie bei den strahlig erstarrten Blöcken der früheren Versuchsreihen (z. B. *Block 40*, Abb. 27) senkrecht zu den Kokillenwänden bis zur Blockmitte aufgewachsen, sondern an Stelle der dort vorhandenen scharfen Trennlinien findet sich hier ein *Keil*, dessen Spitze nach dem Blockfuß zeigt. Anscheinend besteht dieser Keil aus dem Metall, welches infolge des langsamen Gießens den

Quadratische Kokille mit 2 mm Wandstärke (während des Gießens gekühlt).

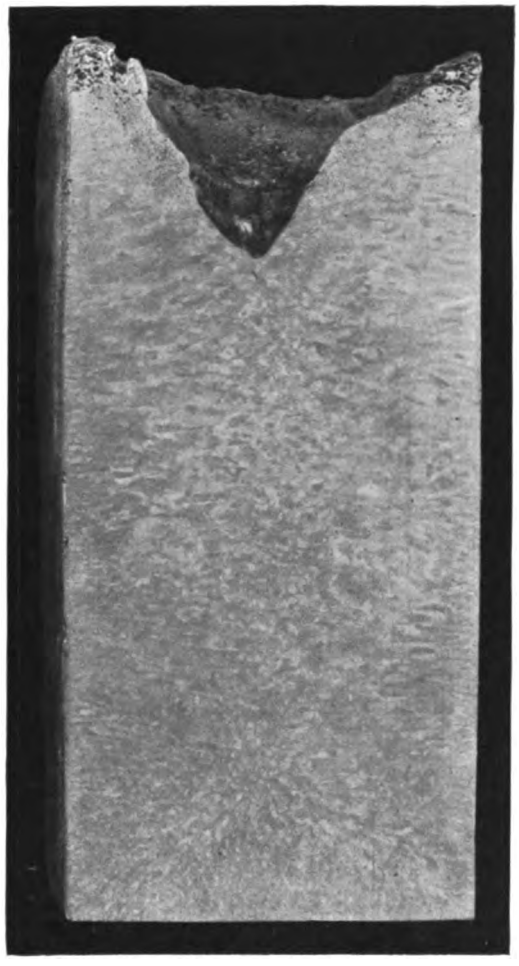


Abb. 43. Block 54. Durchflußöffnung 20 mm ⌀. $v = \frac{3}{4}$.

sich bildenden Schwindungshohlraum schon im Entstehen hat ausfüllen können. Die zunächst auch hier senkrecht zu den Kokillenseitenwänden aufgewachsenen Kristalle sind aus ihrer ursprünglichen Wachsrichtung nach diesem Keil hin abgelenkt worden.

c) Zusammenfassung.

Der am schnellsten gegossene Block hatte den größten Lunker. Eine Verringerung der Gießgeschwindigkeit bewirkte unter sonst gleichen Bedingungen eine Verkleinerung des Lunkers. Infolge des langsamen Einfließens der Schmelze in die Kokille erstarrt das Metall schnell. Kokille und Kühlflüssigkeit können die Wärme aufnehmen, ohne daß eine Wärmestauung an irgendeiner Stelle auftritt. Schwindungshohlräume werden im Entstehen durch das nachfließende Metall ausgefüllt, und es entsteht bei langsamen Gießen schließlich ein Block mit flachem Lunker. Anders ist es jedoch bei dem Gefüge. Je schneller gegossen wurde, um so feiner war das Korn im fertigen Block. Sank die Gießgeschwindigkeit unter ein bestimmtes Maß, so wurden trotz der niedrigen Gießtemperatur nur strahlige Kristalle erhalten.

I. Einfluß der Gefügeausbildung auf die Festigkeitseigenschaften von gegossenem Zink.

Die Schliffbilder der Blöcke zeigen zwei Kristallformen, die in allen Versuchsreihen wiederkehren: kleine, scheinbar regellos nebeneinanderliegende Kristalle und mehr oder weniger lange Nadeln, deren Breite jedoch oft sehr verschieden ist. Um nun den Einfluß des Ge-

Quadratische Kokille mit 2 mm Wandstärke (während des Gießens gekühlt).

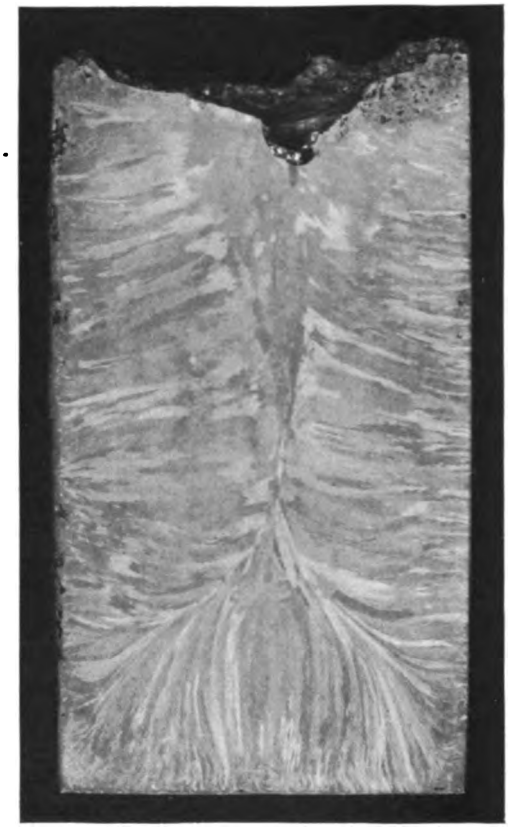


Abb. 44. Block 56. Durchflußöffnung 8 mm ⌀. $v = \frac{3}{4}$.

füges auf die Festigkeitseigenschaften untersuchen zu können, wurden 2 Blöcke ausgewählt, von denen der eine, Block 57, feines Korn, der andere, Block 58, dagegen Nadeln etwa wie Block 3 (Abb. 5) aufwies. Aus beiden Blöcken wurden in der Längsrichtung der Blöcke Schlagproben ohne Kerb (Abmessungen s. Abb. 45) von 100 mm Länge herausgeschnitten und auf einem Pendelschlagwerk von 150 cmkg Arbeitsinhalt zerschlagen. Zahlentafel 10 enthält die Versuchswerte.

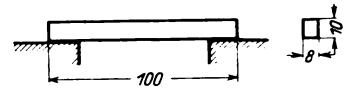


Abb. 45. Abmessungen der Schlagproben.

Block 57, der feines Gefüge hatte, besaß eine Zähigkeit von 33,7 cmkg/cm², während der Block 58 mit strahligen Kristallen nur eine solche von 23,1 cmkg/cm² aufwies. Die Zähigkeit des feinkörnigen Materials ist

Digitized by Google

um mehr als 45% größer als die des Blockes mit nadeligem Gefüge.

Zahlentafel 10.

Block-bezeichnung	Spez. Schlagarbeit in cmkg/cm²		Mittelwerte cmkg/cm²
57	35,7 33,2 33,0 33,3 33,3	feines Korn	33,7
58	25,0 23,5 21,4 23,9 21,9	grobe Nadeln	23,1

Es wurde nun auch die Kugeldruckhärte der beiden Blöcke verglichen. Eingedrückt wurde eine Kugel von 2,5 mm Durchmesser mit einer Belastung von 62,5 kg, die 30 Sek. einwirkte. Die 4 Kugeleindrücke bei jedem Block ergaben die folgenden Werte:

Block 57	Block 58
47,7 kg/mm²	45,3 kg/mm²
47,0 „	44,6 „
46,7 „	40,7 „
46,5 „	45,3 „

und als Mittel für

Block 57	Block 58
46,9 kg/mm²	43,9 kg/mm²

Das feinkörnige Material zeigt höhere Härte. Wenn der Unterschied in der Härte auch nicht sehr groß ist, so sind die Zahlen des Blockes 57 doch gleichmäßiger und streuen nicht so sehr wie die des Blockes 58.

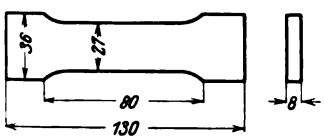


Abb. 46. Abmessungen der Zerreißproben.

Schließlich wurden noch Flachstäbe für den Zugversuch aus beiden Blöcken herausgeschnitten[1]. Die Abmessungen der Stäbe gehen aus Abb. 46 hervor. Zahlentafel 11 enthält die Versuchsergebnisse.

Zahlentafel 11.

Block-bezeichnung	Zugfestigkeit in kg/mm²	Dehnung in %
57	7,4	1,6
58	2,7	0

Die Proben waren wieder parallel zur Blockachse herausgeschnitten. Der Stab aus Block 58 wurde also senkrecht zur Wachsrichtung der Nadeln zerrissen. Beim Zugversuch trat die Überlegenheit des feinkörnigen Gefüges gegenüber dem nadeligen besonders deutlich hervor. Die Festigkeit des Blockes 57 betrug fast das 3fache derjenigen des Blockes 58. Die Dehnung des feinkörnigen Materials betrug 1,6%, während der aus dem Block 58 herausgeschnittene Stab ohne jede Dehnung riß.

[1] Aus Materialmangel konnte nur eine Zugprobe aus jedem Block entnommen werden.

K. Ergebnis.

a) Lunkerbildung.

Unabhängig von der Verschiedenheit des Kokillenmaterials und seiner Wandstärke zeigten alle Schmelzen eine Zunahme der Lunkerabmessungen mit der Gießtemperatur[1]. Eine starkwandige Steinkokille läßt größere Lunker als eine ebensolche Stahlkokille entstehen. Beim Gießen in vorgewärmte Kokillen wird der Lunker größer als beim Gießen in kalte Gußformen. In dünnwandigen nicht gekühlten Kokillen aus Eisenblech mit einer Wandstärke von $^1/_2$ und 2 mm kühlten die Blöcke besonders langsam ab, die Lunker wurden sehr tief. Wenn eine solche Gußform mit $^1/_2$ mm Wandstärke unmittelbar nach dem Gießen in Wasser gekühlt wurde, gelang es bei Anwendung niedriger Gießtemperaturen Blöcke mit sehr kleinen Lunkern zu erzielen. Aber auch die gekühlte quadratische Kokille mit 2 mm Wandstärke ergab bei Anwendung niedriger Gießtemperaturen kleine Schwindungshohlräume. Die Blöcke der runden Kokille mit 2 mm Wandstärke besaßen, wenn sie heiß gegossen wurden und wenn die Kokille erst nach dem Gießen gekühlt wurde, Innenlunker. Möglichst langes Flüssighalten des Metalles im Blockkopf verhindert starke Lunkerbildung, da beim Einsetzen des Schwindungsvorganges die sich bildenden Hohlräume durch Nachfließen noch flüssigen Metalls ausgefüllt werden. Dies ist bei starkwandigen Gußformen schwer, bei dünnwandigen gekühlten Kokillen dagegen leicht zu erreichen. Man braucht nur dafür zu sorgen, daß der Kühlwasserspiegel tiefer liegt als die Oberfläche des Metalls in der Gußform. Die Richtigkeit dieser Anschauung wird auch durch Versuche mit verschieden hoher Gießgeschwindigkeit bewiesen. Je langsamer gegossen wurde, um so später setzte die Erstarrung im Blockkopf ein. Dadurch wurden Ansätze von schon erstarrtem Metall an den oberen Teilen der Seitenwände vermieden, die Blockhöhe erst spät festgelegt und somit die Bedingungen für einen kleinen Lunker geschaffen.

b) Gefügeausbildung.

Die Gefügeausbildung in den Zinkblöcken hängt besonders von den Abkühlungsverhältnissen während der Erstarrung ab. Eine starkwandige Stahlkokille und eine gleiche Gußform aus Stein ergaben strahliges Gefüge, das mit zunehmender Gießtemperatur gröber wurde. Eine Vorwärmung der Kokille und eine dadurch bewirkte langsamere Abkühlung ließ besonders große Kristalle entstehen. Gleichmäßig feines Korn im ganzen Blockquerschnitt wird bei Verwendung von dünnwandigen Kokillen erhalten. Eine Gußform mit 2 mm Wandstärke und 80×80 mm Querschnitt ergab auch schon ohne Kühlung bei einer Gießtemperatur von 420° dieses Gefüge. Besonders kleine Kristalle wurden jedoch mit gekühlten Kokillen erhalten, und zwar mit Gußformen von $^1/_2$ und 2 mm Wandstärke.

c) Festigkeitseigenschaften.

Blöcke mit feinem Korn haben bessere Festigkeitseigenschaften als solche mit nadeligen Kristallen. Auch

[1] Eine scheinbare Ausnahme machten nur die Blöcke aus der runden 2-mm-Kokille, die nach dem Guß gekühlt wurden. (Siehe Abschnitt G III.)

Digitized by Google

sind die Versuchswerte bei dem feinkörnigen Material gleichmäßiger als bei Blöcken mit strahligen Kristallen.

Die Versuche zeigen, daß es nicht möglich war, das feinste Gefüge und damit die besten und gleichmäßigsten Festigkeitseigenschaften gleichzeitig mit dem kleinsten Lunker zu erzielen; die in der $^1/_2$ und 2 mm starken gekühlten Kokille gegossenen Blöcke lassen jedoch erkennen, daß man bei Anwendung besonderer Gießbedingungen (Abschnitt G) verhältnismäßig feines Korn gleichzeitig mit nicht erheblicher Lunkerbildung erhalten kann.

Gefügeuntersuchungen an gegossenen Metallen und Legierungen.

Von **E. Schmid**[1].

Ich möchte mir gestatten Ihre Aufmerksamkeit heute auf einen Gegenstand zu lenken, dem m. E. bisher noch nicht genügende Beachtung geschenkt worden ist: auf die Gefügeausbildung in gegossenen Metallen und Legierungen und einige sich daraus ergebende Folgerungen. In Abb. 1 ist ein typisches Gefügebild, wie es an technischen Gußblöcken beobachtet wird, dargestellt. Von den wiederholt beschriebenen, verschiedenen Gefügezonen kommt der an die feine Keimzone anschließenden Zone parallelstrahliger Kristalle die größte Bedeutung zu. Bezüglich der technologischen Bedeutung braucht nur an die vor 4 Jahren so überaus häufig auftretende Krankheit des Einreißens von Wire-bars beim Verwalzen erinnert zu werden. (Vgl. Abb. 2a.) Es hat sich damals herausgestellt und ich nehme an, daß dieser Befund auch heute noch gilt, daß das Einreißen durch die Grobstrahligkeit des Gefüges sehr begünstigt wird. Die Korngrenzen, die naturgemäß die geringste Warmfestigkeit besitzen, bilden durch ihre in der strahligen Randzone sehr ungünstige Form besonders schwache Stellen. Stets drangen die Walzrisse längs der Korngrenzen der strahligen Zone in das Innere des Barrens ein.

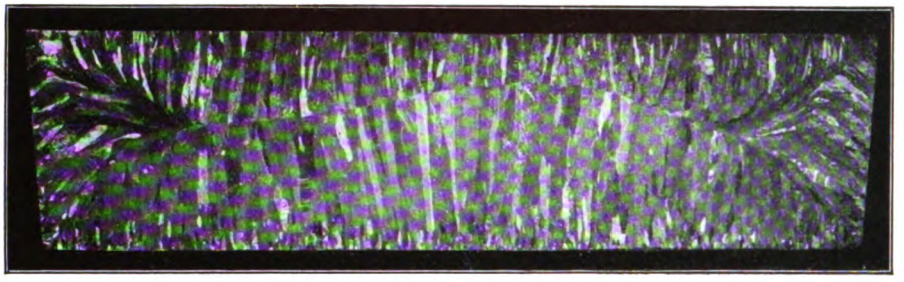
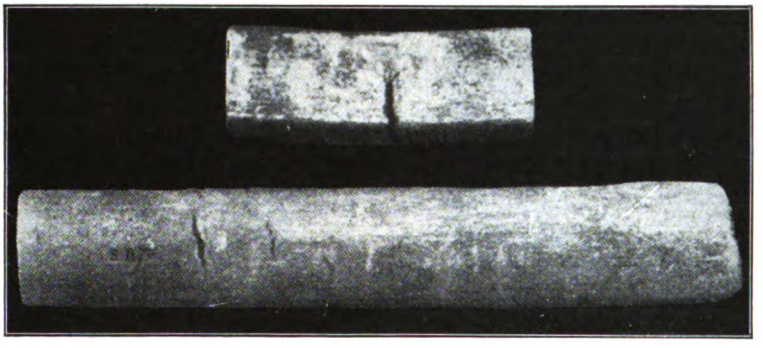
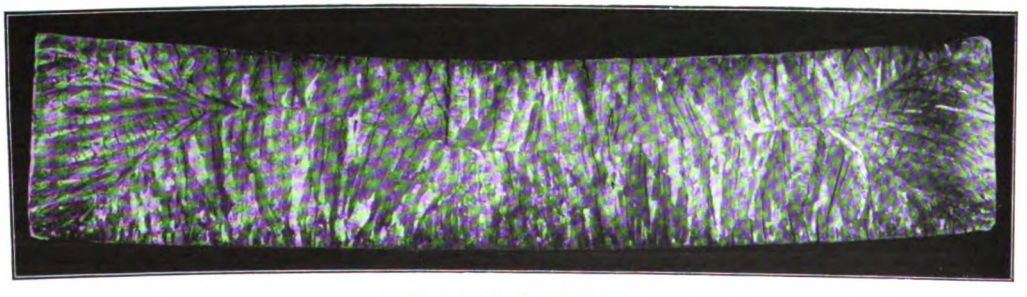


Abb. 1. Typisches Gußgefüge (Zinkplatte).

Außer dieser „geometrischen" Wirkung der strahligen Randzone kann ihr aber auch noch eine sehr erhebliche „kristallographische" Bedeutung für die Weiterverarbeitung des Gußblockes zukommen. Es sei dies am Beispiel der Zinkplatte kurz erörtert. Hier liegt nach der gemeinsam mit G. Wassermann ermittelten Gußtextur in der strahligen Zone die Basisfläche parallel der Längsrichtung der Körner. Diese Basisfläche stellt aber eine



a Korngrenzenrisse im Kupferbarren (nach J. Czochralski).



b Spaltrisse in der Zinkplatte.

Abb. 2a u. b. Walzrisse bei grobstrahligem Gefüge.

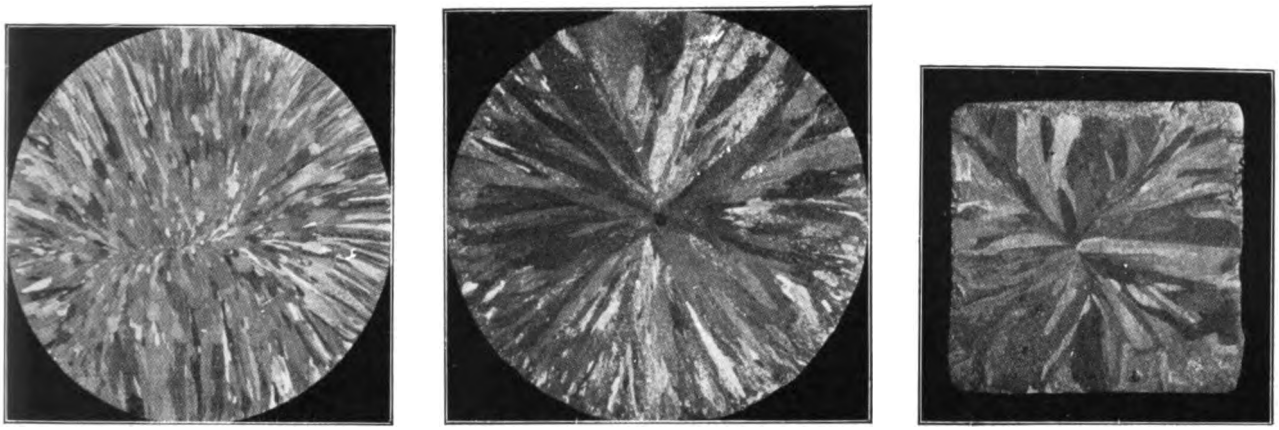
[1] Aus Metallwirtsch. 8, S. 651 (1929).

Digitized by Google

ausgezeichnete Spaltfläche dar und wird dadurch bei unsachgemäßer Weiterverarbeitung zur Ursache einer großen Zahl von tiefen Spaltrissen im Innern der stengeligen Kristalle (Abb. 2b).

Aber nicht nur für die Weiterverarbeitung erweist sich die strahlige Randzone, in der wir sehr erhebliche Abweichungen von der Regellosigkeit der Kristallagen vor uns haben von großer Bedeutung, auch für fast alle andern Eigenschaften des Gußstückes ist sie von Wichtigkeit. Die Anisotropie, d. i. die Verschiedenheit der Eigenschaften in den verschiedenen Richtungen, ist bei den Metallkristallen bisweilen ja außerordentlich groß. Tafel 1 zeigt dies an Hand einiger in den letzten Jahren von verschiedenen Autoren ermittelter physikalischer und technologischer Eigenschaften. Um nur ein Beispiel aus diesen Zahlen abzuleiten: Ein gegossener Zinkstab mit radial gelagerten Stengelkristallen würde der oben angegebenen Gußtextur zufolge einen Elastizitätsmodul von etwa 8000 kg/mm² (Mittelwert zwischen den parallel und senkrecht zur hexag. Achse gültigen Werten) und einen Ausdehnungskoeffizienten von ungefähr $39 \cdot 10^{-6}$ besitzen. Gelänge es dagegen die Kristallisation so zu leiten, daß die Stengelkristalle parallel der Längsrichtung des Stabes liegen, so würde man einen Elastizitätsmodul von 12000 kg/mm² und einen Ausdehnungskoeffizienten von $14 \cdot 10^{-6}$ erwarten.

Aus allen diesen Gründen ist es verwunderlich, daß systematische Untersuchungen über die „Gußtextur" von Metallen bisher nicht vorlagen. Ich möchte nur ganz kurz über die Ergebnisse einer diesbezüglichen Untersuchung berichten[1], die gemeinsam mit Herrn F. C. Nix angestellt worden ist. Der Gang der Arbeit war kurz



a Magnesium. $v = 1$. b Eisen-Silizium-Legierung. $v = 2$. c Blei. $v = 2$.

Abb. 3a bis c. Strahliges Gefüge zur Untersuchung der Gußtextur.

der, daß zunächst geeignete Gießbedingungen zur Erzielung feinstrahligen Gefüges ermittelt worden sind. In uns schwer zugänglichen Fällen sind wir dabei in liebenswürdigster Weise von Industriewerken unterstützt worden. Beispiele für die verwendeten Gefügeausbildungen gibt Abb. 3. Die Ermittelung der Textur erfolgte ausschließlich röntgenographisch an Stäbchen, die in Richtung der strahligen Kristalle aus dem Gußstück herauspräpariert waren. Einige der an solchen Stäbchen erhaltenen Diagramme sind in Abb. 4 wiedergegeben; die Ausbildung von Schichtlinien ist sehr deutlich erkennbar. Ohne auf die Art der Auswertung der Diagramme einzugehen, möchte ich gleich die Ergebnisse dieser Aus-

Tafel 1.
Anisotropie von Metallkristallen.

Elastizitätsmodul in kg/mm²	Lin. Ausdehnungskoeff · 10^6	Spez. elektrischer Widerstand in cm $\Omega \cdot 10^6$
[100] [111]	∥ [0001] ⊥ [0001]	∥ [001] ⊥ [001]
Al 6500 7620	Zn 63,0 14,2	Sn 13,1 9,1 (tetragonal)
Au 4160 11320 (kubisch)	Cd 52,5 20,2 (hexagonal)	
[0001] ⊥ [0001]	[0001] ⊥ [0001]	
Zn 3750 12560 (hexagonal)	Te — 1,6 27,2 (trigonal)	

Streckgrenze in kg/mm²	Festigkeit (Höchstlast) in kg/mm²	Gleichm. Dehnung in %
max min	max min	max min
α-Ms: 4,9 2,8 (kubisch)	Al 11,5 6,1	Al 68 19
max min	Cu 35,0 14,6 (kubisch)	Cu 55 10
Cd ∼ 0,8 0,11		

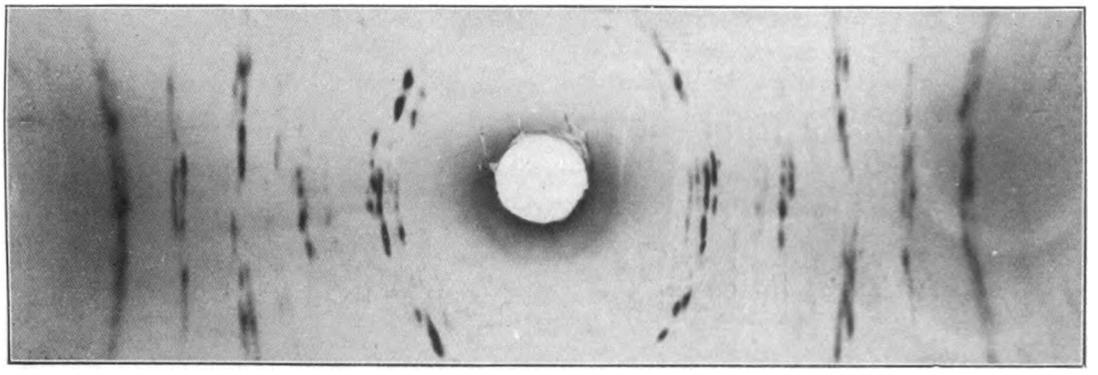
Tafel 2.
Gußtextur von Metallen (nach F. C. Nix u. E. Schmid).

Metall	Gitterart	Parallel zur Längsrichtung der Kristalle liegt	Dichtest belegte Gitterkanten
α-(δ)Fe-Si	kubisch,	∼ [100]	1. [111]
β-Messing	raumzentriert	[100]	2. [100]
Al, Cu, Ag, Au, Pb, α-Messing	kubisch, flächenzentriert	[100]	1. [100] 2. [100]
Sn	tetragonal	[110]	1. [001] 4. [101] 2. [111] 5. [110] 3. [100]
Mg	hexagonal	[11$\bar{2}$0]	1. [11$\bar{2}$0]
Zn, Cd	dicht. Kugelpackung	[0001] senkrecht	1. [11$\bar{2}$0]
Bi	rhomboedrisch	[111]	1. [101]

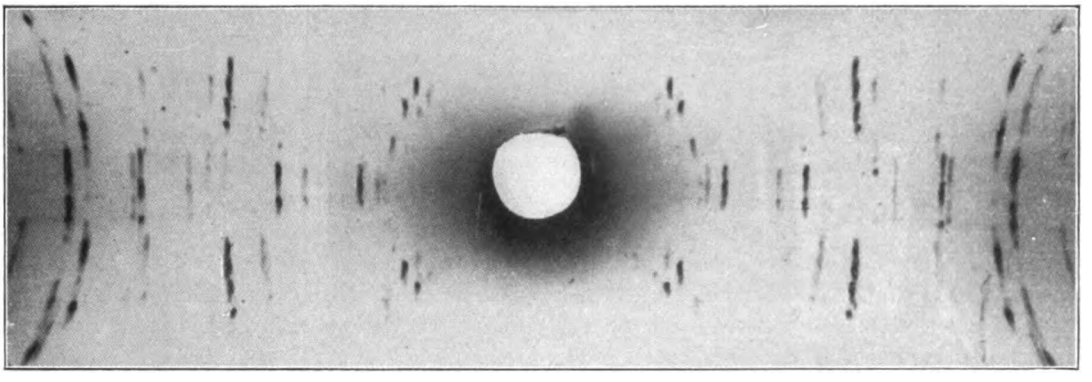
[1] Ausführliche Veröffentlichung in der Z. Metallkunde im Druck.

Digitized by Google

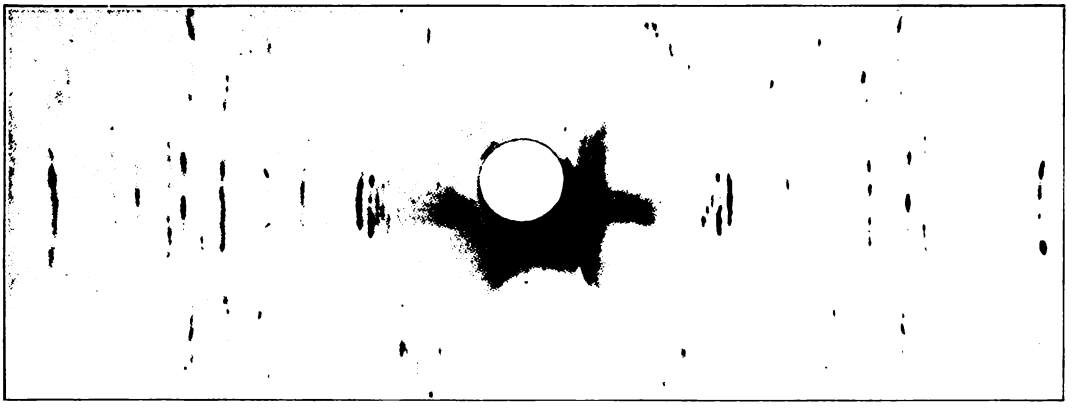
wertung angeben (vgl. Tafel 2). Bei den untersuchten kubischen Metallen liegt stets eine Würfelkante parallel der Längsrichtung der strahligen Kristalle. Diese Einstellung ist bei den flächenzentrierten Metallen verhältnismäßig scharf. Auch das kubisch raumzentrierte β-Messing zeigt nur eine sehr geringe Streuung, beim



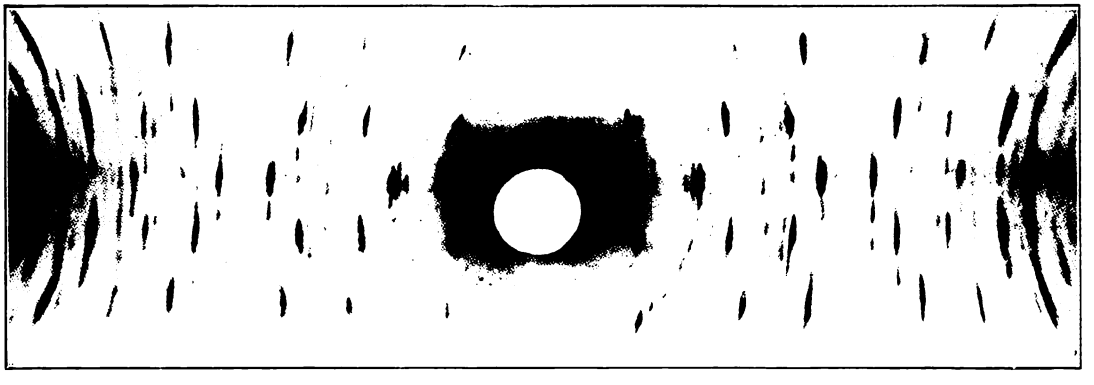
a β-Messing.



b Blei.



c Magnesium.



d Wismut.

Abb. 4 a bis d. Gußtextur-Diagramme.

Digitized by Google

Eisen dagegen ist sie sehr erheblich[1]. Beim tetragonalen Zinn liegt die Basisflächendiagonale parallel der Strahlrichtung; bei den untersuchten hexagonalen Metallen treten die zwei Gruppen auf, die sich auch in bezug auf das Achsenverhältnis deutlich unterscheiden. Bei Zink und Kadmium liegt stets die hexagonale Achse quer zur Längsrichtung der Kristalle, in der Basis ist jedoch keinerlei Richtung ausgezeichnet (Ringfasertextur). Beim Magnesium dagegen ist auch noch in der Basisfläche eine Auswahl getroffen: die Grundkante des Basissechseckes fällt in die Längsrichtung der Strahlkristalle. Hier liegt somit wieder, wie bei den meisten übrigen Metallen, eine einfache Fasertextur vor. Von rhomboedrischen Metallen zeigte Wismut in einem Falle eine sehr ausgeprägte Textur mit der trigonalen Hauptachse parallel der Faserrichtung.

Die an zwei eutektischen Legierungen (Aluminium-Silizium, Kadmium-Zink) erhaltenen Ergebnisse sind die folgenden: bei der Al-Si-Legierung zeigt sich, daß nur das Aluminium in der typischen Gußtextur auftritt, das Silizium dagegen regellos eingelagert ist. Beim Cd-Zn-Eutektikum treten beide Komponenten in der für sie charakteristischen Gußtextur auf.

Zum Schluß sei noch mit einigen Worten auf die mögliche Ursache für die Entstehung der strahligen Randkristallzone hingewiesen. Es scheint, daß die von R. Gross und H. Möller entwickelten Vorstellungen für das Wachsen von Kristallen in Röhren eine ausreichende Erklärung zu geben imstande sind. Wie das Schema der Abb. 5 zeigt, bleibt von den vielen von der Oberfläche aus in eine Schmelze gewachsenen Kristallen bald nur jener übrig, für den die Richtung größter Wachstumsgeschwindigkeit den kleinsten Winkel mit der Rohrachse einschließt. Wir haben hier also eine „natürliche Zuchtwahl" auf Grund der Wachstumsgeschwindigkeit vor uns und werden nach diesen Vorstellungen die bei der Gußtextur als Längsrichtung der Stengelkristalle auftretende Kristallrichtung als Richtung maximaler Wachstumsgeschwindigkeit anzusehen haben. Die Schärfe der Einstellung einer Gußtextur wird nach diesem Bilde um so ausgeprägter sein, je schärfer das Maximum der Wachstumsgeschwindigkeit ausgebildet ist. Angaben über die Orientierungsabhängigkeit der Wachstumsgeschwindigkeit von Metallkristallen liegen heute erst sehr spärlich vor. Immerhin scheint das wenige bekannte Material mit den beobachteten Gußtexturen in gutem Einklang zu stehen.

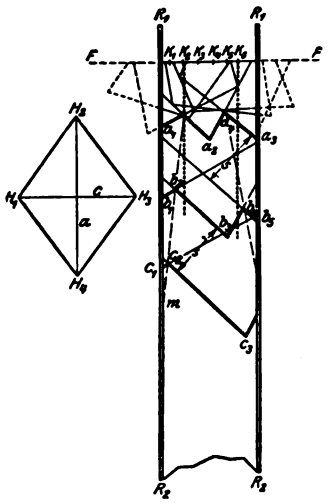


Abb. 5. Kristallwachstum in Röhren (nach R. Gross und H. Möller). Die stark eingezeichneten Linienzüge stellen die Grenze der kristallisierten Schicht nach verschiedenen Zeiten dar.

[1] Um Umwandlungen im festen Zustand auszuschließen, wurde eine Fe-Si-Legierung mit geschlossenem γ-Feld untersucht.

Die Löslichkeit von Kupfer in Silber.

Von **M. Hansen**[1].

Die Löslichkeit des Kupfers im Silber wurde mit Hilfe von thermischen und mikroskopischen Untersuchungen von Osmond[2], Friedrich und Leroux[3] und v. Lepkowski[4], mit Hilfe von elektrischen Leitfähigkeitsmessungen von Kurnakow, Puschin und Senkowski[5] sowie von Fraenkel und Schaller[6] bestimmt[7]. Durch Vergütungsversuche von Fraenkel und Schaller[8] und Norbury[9] ist bewiesen, daß die Löslichkeit mit steigender Temperatur zunimmt. Es fehlte jedoch bisher an einer genauen Bestimmung der ganzen Löslichkeitskurve[1].

Frühere Untersuchungen.

Osmond fand, daß „langsam" erkaltete Legierungen mit 0,2 und 0,5% Cu homogen waren, während eine Legierung mit 1% Cu Spuren der kupferreichen Kristalle enthielt. Friedrich und Leroux nehmen auf Grund von Abkühlungskurven unter Berücksichtigung der eutektischen Haltezeiten die Sättigungskonzentration bei der eutektischen Temperatur 779° mit 6% Cu an. Wegen des unvollständigen Erstarrungsgleichgewichtes während der Abkühlung ist jedoch mit Sicherheit auf einen höheren Kupfergehalt des bei dieser Temperatur gesättigten Mischkristalles zu schließen. Von Lepkowski beobachtete, daß eine Legierung mit 5% Cu nach 40stündigem Glühen bei 750° aus homogenen Mischkristallen bestand,

[1] Original: Z. Metallkunde 21, S. 181—184 (1929).

[2] F. Osmond: Comptes Rendus 124, S. 1094—1097, 1234 bis 1237 (1897).

[3] K. Friedrich u. A. Leroux: Metallurgie 4, S. 297 bis 299 (1907).

[4] W. v. Lepkowski: Z. anorg. Chem. 59, S. 289—291 (1908).

[5] N. Kurnakow, N. Puschin u. N. Senkowski: Z. anorg. Chem. 68, S. 123—140 (1910).

[6] W. Fraenkel u. P. Schaller: Z. Metallkunde 20, S. 237 bis 243 (1928).

[7] Die Leitfähigkeitsmessungen von A. Matthiesen: Pogg. Ann. 110, S. 190 (1860); A. Matthiessen u. C. Vogt: Pogg. Ann. 116, S. 369 (1862); 122, S. 19 (1864); und Barus u. Strouhal: Bull. U. S. Geological Survey Nr. 14, S. 85 (1885) erlauben keinen eindeutigen Schluß auf die Konzentration des gesättigten Mischkristalls.

[8] a. a. O. u. W. Fraenkel: Z. anorg. Chem. 154, S. 386 bis 394 (1926).

[9] A. L. Norbury: J. Inst. Metals 39, S. 145—161 (1928).

[1] Nach Abschluß der vorliegenden Untersuchung veröffentlichten C. H. Johansson u. J. O. Linde: Z. Metallkunde 20, S. 443—444 (1928) die Ergebnisse von Leitfähigkeitsmessungen an Kupfer-Silberlegierungen, wonach die Sättigungskonzentration der silberreichen Mischkristalle bei 750° (nach 90stündigem Glühen und Abschrecken) und 350° (nach 100stündigem Glühen und Abschrecken) zu etwa 6,2 bzw. 2,4% Cu anzunehmen ist.

Digitized by Google

während eine Legierung mit 6% Cu nach 86stündigem Glühen bei derselben Temperatur noch heterogen war. Kurnakow und seine Mitarbeiter fanden, daß der der Grenzkonzentration des silberreichen Mischkristalls entsprechende Knick in der Leitfähigkeitsisotherme von 25° und in der Kurve des Temperaturkoeffizienten des Widerstandes nach 8stündigem Glühen der Legierungen bei 550° bei etwa 4,9—5,7% Cu anzunehmen ist. Die Angaben der beiden letztgenannten Verfasser sind jedoch nicht quantitativ auszuwerten, da die Legierungen nach dem Glühen offenbar verhältnismäßig langsam abgekühlt wurden, so daß — wie wir heute wissen — eine nachträgliche, je nach der Abkühlungsgeschwindigkeit mehr oder weniger starke Entmischung eintreten konnte. Tatsächlich haben die neueren Leitfähigkeitsmessungen von Fraenkel und Schaller im Gegensatz zu den Beobachtungen von v. Lepkowski gezeigt, daß Silber höhere Kupfergehalte zu lösen vermag: Nach einstündigem Glühen der Legierungen bei 725° und nachfolgendem Abschrecken entsprach der Knick auf der Leitfähigkeitsisotherme einer Zusammensetzung von rd. 9% Cu. Mit fallenden Temperaturen sinkt die Löslichkeit auf unterhalb 2,84° Cu, da eine Legierung dieser Zusammensetzung sich noch härten läßt.

Experimentelles.

Die aus reinstem Silber und Elektrolytkupfer hergestellten Legierungen wurden in Graphittiegeln unter einer Holzkohledecke erschmolzen und zu Vierkantstäben mit abgestumpften Ecken und einer quadratischen Schnittfläche von 17 mm Kantenlänge vergossen. Die Stäbe wurden zu 10 mm-Vierkantdrähten gewalzt und darauf geglüht (Anlieferungszustand)[1]. Für die Wärmebehandlung kamen Abschnitte von 10 mm Länge zur Verwendung.

Das Glühen wurde in elektrischen Röhrenöfen unter Durchleitung eines kräftigen Kohlensäurestromes ausgeführt. Eine Oberflächenoxydation ließ sich dabei nicht verhindern, doch erfolgte die mikroskopische Prüfung auf einer Fläche, die mindestens 2 mm unterhalb der Oberfläche lag. Bei den langen Glühungen wurde eine Temperaturkonstanz von wenigstens ± 5° durch Anwendung eines Temperaturreglers gewährleistet. Das Abschrecken geschah durch möglichst schnelles Herausziehen der Proben aus dem Ofen und Eintauchen in Wasser.

Zum Ätzen der Schliffe diente das von Norbury[2] angegebene Ätzmittel[3].

Die Kurve des Endes der Erstarrung der silberreichen Mischkristalle.

Friedrich und Leroux haben den Verlauf der Endkurve der Erstarrung der silberreichen Mischkristalle mit Hilfe von Abkühlungskurven annähernd festgestellt. Da einer solchen Bestimmung stets mehr oder weniger große Fehler anhaften, wurde die Kurve nunmehr mikroskopisch ermittelt.

Die vorher durch 20stündiges Glühen bei 750° homogenisierten Legierungen mit 2,55, 4,57 und 6,16% Cu wurden auf die gewünschte Abschrecktemperatur erhitzt, 10—15 min bei dieser Temperatur belassen und darauf abgeschreckt. Die Ergebnisse der Gefügebeobachtung sind aus Zahlentafel 1 und Abb. 1 zu ersehen.

Zahlentafel 1. Bestimmung der Solidus-Kurve der Ag-reichen Mischkristalle.

Gew. % Cu	Abschreck-temperatur	Gefüge
2,55	892°	Homogener Mischkristall
2,55	900°	Mischkristall u. sehr wenig Schmelze
2,55	910°	Mischkristall und Schmelze
4,57	853°	Homogener Mischkristall
4,57	858°	Homogener Mischkristall
4,57	872°	Mischkristall und Schmelze
6,16	812°	Homogener Mischkristall
6,16	820°	Homogener Mischkristall
6,16	831°	Mischkristall und Schmelze

Die Löslichkeitskurve.

Die Löslichkeit des Kupfers in Silber wurde bei 750, 700, 650, 600, 500, 400, 350, 300 und 250° bestimmt. Die Zusammensetzung der verwendeten Legierungen ist in Zahlentafel 2 wiedergegeben. Bei Temperaturen oberhalb 350° wurde der Gleichgewichtszustand durch längeres Glühen bei 750°, bei der die Legierungen, mit Ausnahme der drei kupferreichsten, aus homogenen Mischkristallen bestanden, und darauffolgendes Abkühlen auf die Abschrecktemperatur erreicht. Die Sättigungsgrenze bei 350° und tieferen Temperaturen wurde durch Anlassen der vorher bei 700 oder 750° abgeschreckten Proben ermittelt. Die Sättigungsgrenze bei 400° wurde nach beiden Verfahren bestimmt; das Ergebnis war dasselbe.

Zahlentafel 2.
Zusammensetzung der zur Bestimmung der Löslichkeitskurve verwendeten Legierungen.

Nr.	Analyse % Ag	Analyse % Cu	Nr.	Analyse % Ag	Analyse % Cu
5	99,28	0,68	50	94,47	5,51
10	98,60	1,32	60	93,80	6,16
15	98,04	1,94	70	92,60	7,38
20	97,41	2,55	80	91,46	8,48
30	96,33	3,63	90	90,42	9,55
40	95,42	4,57	100	89,75	10,22

Die Wärmebehandlungen, denen die Legierungen unterworfen wurden, sind in Zahlentafel 3 zusammengestellt. Das Ergebnis der Gefügeuntersuchung kommt durch die in Abb. 1 eingezeichneten Zustandspunkte zum Ausdruck (vgl. die Zeichenerklärung der Abb. 1).

Nach Abb. 1 steigt die Löslichkeit des Kupfers im Silber[1] von etwa 1,7% Cu bei Raumtemperatur bis 300° auf etwa 9,0% Cu bei der eutektischen Temperatur 779°. Bei Temperaturen oberhalb 400° ist die Löslichkeit auf

[1] Die Herstellung und Bearbeitung der Legierungen, sowie die Ausführung der Analysen, erfolgte bei der Deutschen Gold- und Silberscheideanstalt, vorm. Roeßler, Zweigniederlassung Pforzheim.

[2] a. a. O. S. 148; vgl. auch Z. Metallkunde 20, S. 301 (1928).

[3] 50 cm³ einer stark verdünnten Chromsäurelösung von hellgelber Färbung werden mit einigen Tropfen konz. Schwefelsäure versetzt. Geätzt wird am besten durch Reiben mit einem getränkten Wattebausch unter ständiger Beobachtung der Schliffläche.

[1] Die Liquiduskurve wurde den Arbeiten von Heycock u. Neville [Phil. Trans. Roy. Soc. 189 (A), S. 32—36, 57—58 (1897)] und Friedrich u. Leroux (a. a. O.) entnommen.

Digitized by Google

mindestens 0,5% Cu genau bestimmt, unterhalb 400° ist die Genauigkeit größer.

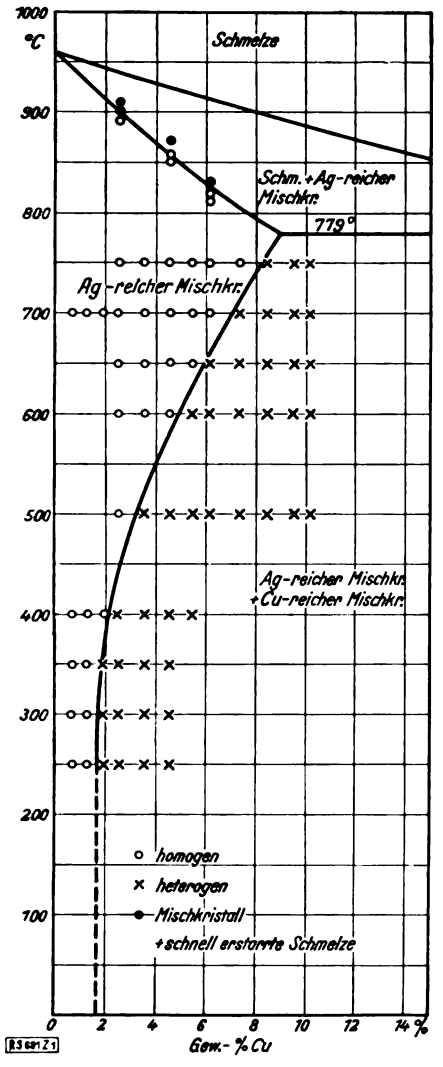


Abb. 1. Zustandsschaubild der silberreichen Kupfer-Silberlegierungen nach eigenen Untersuchungen.

Die Sättigungsgrenze bei 725° liegt bei etwa 7,5% Cu, d. h. unterhalb des von Fraenkel und Schaller auf Grund von Leitfähigkeitsmessungen angenommenen Wertes (rd. 9% Cu). Verglichen mit den auf gleichem Wege bestimmten Werten von Johannsson und Linde[1] zeigt sich, daß die Löslichkeit bei 750° größer, bei 350° dagegen etwas geringer ist, als von diesen Verfassern angenommen wird. Diese Abweichungen sind lediglich durch die größere Zahl der in der vorliegenden Untersuchung angewendeten Legierungen bedingt, da die Bestimmung einer Löslichkeitskurve nach dem mikroskopischen Verfahren und nach dem elektrischen Leitfähigkeitsverfahren zu demselben Ergebnis führt, wenn bei beiden Verfahren die gleiche Anzahl Legierungen verwendet wird[2].

Das mikroskopische Gefüge.

In den Abb. 2—13 sind einige typische Gefügebilder wiedergegeben.

[1] Vgl. Fußnote auf S. 29.

[2] Vom Verfasser konnte das an einem anderen System gezeigt werden (noch nicht veröffentlicht).

Zahlentafel 3.
Bestimmung der Löslichkeitskurve.

Gruppe Nr.	Legierung (s. Zahlentafel 2)	Abschrecktemperatur und Dauer der Glühung	Vorbehandlung der Legierung
1	20—100	750°; 25 st bei 750 ± 2°	—
2	20—100	700°; 20 st bei 750 ± 5° geglüht, auf 700° abgekühlt, 2 st konstant gehalten und abgeschreckt	—
3	5—15	24 st bei 700° ± 5° geglüht und abgeschreckt	—
4	20—100	650°; 20 st bei 750 ± 5° geglüht, auf 650° abgekühlt, 1 st konstant gehalten und abgeschreckt	—
5	20—100	600°; 20 st bei 750 ± 5° geglüht, auf 600° abgekühlt, 2 st konstant gehalten und abgeschreckt	—
6	20—100	500°; 20 st bei 750 ± 5° geglüht, auf 500° abgekühlt, 27st konstant gehalten und abgeschreckt	—
7	5—40	400°; 2 st bei 750° geglüht, innerhalb 1 Tag auf 400° abgekühlt, 1 Tag konstant gehalten und abgeschreckt	—
8	5—50	400 ± 5°; 28 st	5—15 wie Gruppe 3 20—50 „ „ 1
9	5—40	350 ± 5°; 28 st	5—15 „ „ 3 20—40 „ „ 2
10	5—40	300 ± 5°; 6 Tage	5—15 „ „ 3 20—40 „ „ 5
11	5—40	250°; 7 Tage (Salzbad)	5—15 „ „ 3 20—40 „ „ 4
12	5—15	200°; 15 Tage (Ölbad)	„ „ 3

Abb. 2 zeigt das Gefüge einer Legierung, die bei Temperaturen oberhalb der Solidus-Kurve abgeschreckt wurde (Mischkristall und schnell erstarrte Schmelze).

Die im Gebiet der silberreichen Mischkristalle, also bei Temperaturen oberhalb der Löslichkeitskurve, abgeschreckten Legierungen bestehen aus homogenen Kristalliten mit zum Teil starker Zwillingsbildung. Mit Annäherung der Zusammensetzung und der Abschrecktemperatur an die Löslichkeitskurve treten an den Korngrenzen der Mischkristalle dunkle unregelmäßig gestaltete und vom Ätzmittel uneinheitlich angegriffene Zonen auf (Abb. 3 und 4), die ihre Entstehung der während des Abschreckens eingetretenen Entmischung (beim Durchschreiten der Löslichkeitskurve) verdanken. Sie sind also als hochdisperse Ausscheidungen der kupferreichen Mischkristalle anzusehen und treten an den Korngrenzen auf, weil hier der Kupfergehalt des einzelnen Kristalls infolge unvollständigen Konzentrationsausgleiches auch noch nach dem Glühen größer ist als im Innern der Körner. Verminderung der Abschreckgeschwindigkeit führt naturgemäß zu einer Vermehrung der Ausscheidungszonen. Mit fallendem Kupfergehalt der Legierungen wird die Neigung zur Entmischung der silberreichen

Digitized by Google

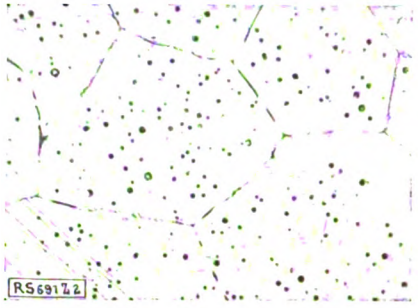


Abb. 2. Cu-Ag-Legierung mit 6,16% Cu. Bei 831° abgeschreckt.
190 × vergr. (im Original 200 ×).

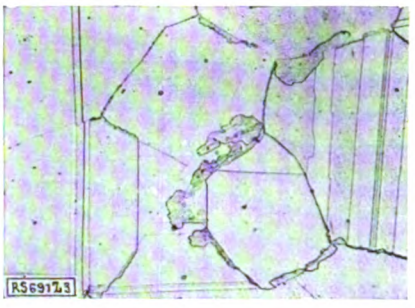


Abb. 3. Cu-Ag-Legierung mit 6,16% Cu. 20 st bei 740 ± 5° geglüht, auf 700° abgekühlt, 2 st konstant gehalten und abgeschreckt.
190 × vergr. (200 ×).

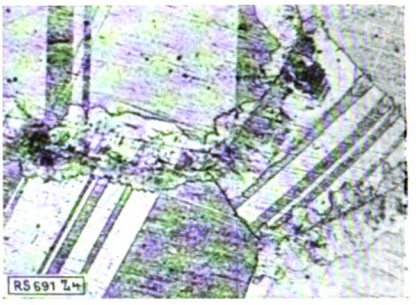


Abb. 4. Cu-Ag-Legierung mit 7,38% Cu. 25 st bei 750 ± 2° geglüht und abgeschreckt.
160 × vergr. (200 ×).

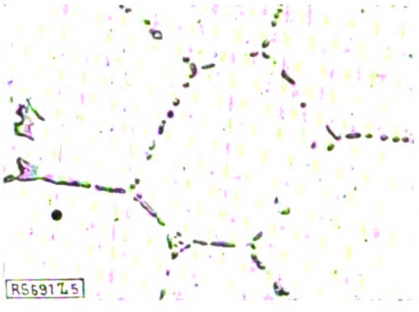


Abb. 5. Cu-Ag-Legierung mit 9,55% Cu. 25 st bei 750 ± 2° geglüht und abgeschreckt.
190 × vergr. (200 ×).

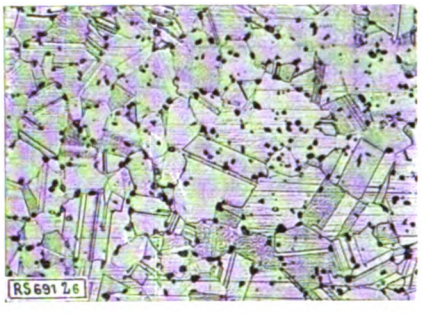


Abb. 6. Cu-Ag-Legierung mit 10,22% Cu. 20 st bei 750 ± 5° geglüht, auf 700° abgekühlt, 2 st konstant gehalten und abgeschreckt.
190 × vergr. (200 ×).

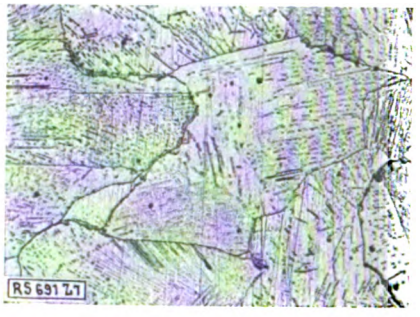


Abb. 7. Cu-Ag-Legierung mit 7,38% Cu. 20 st bei 750 ± 5° geglüht, auf 700° abgekühlt, 2 st konstant gehalten und abgeschreckt.
190 × vergr. (200 ×).

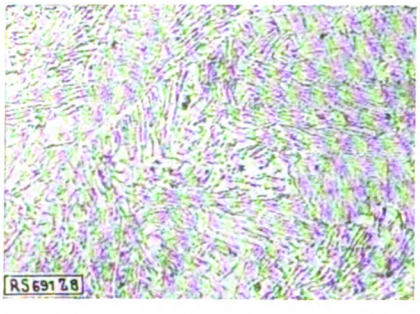


Abb. 8. Cu-Ag-Legierung mit 6,16% Cu. 20 st bei 750 ± 5° geglüht, auf 600° abgekühlt, 2 st konstant gehalten und abgeschreckt.
285 × vergr. (300 ×).

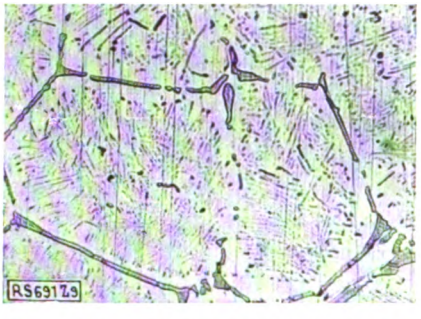


Abb. 9. Cu-Ag-Legierung mit 10,22% Cu. 20 st bei 750 ± 5° geglüht, auf 600° abgekühlt, 2 st konstant gehalten und abgeschreckt.
190 × vergr. (200 ×).

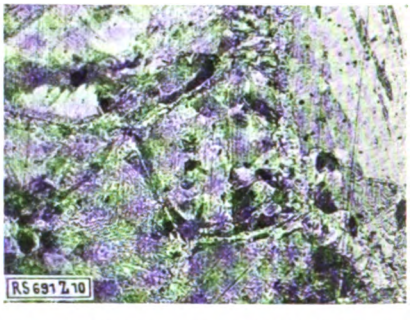


Abb. 10. Cu-Ag-Legierung mit 5,51% Cu. 25 st bei 750 ± 2° geglüht und abgeschreckt, darauf 28 st bei 400° angelassen und abgeschreckt.
190 × vergr. (200 ×).

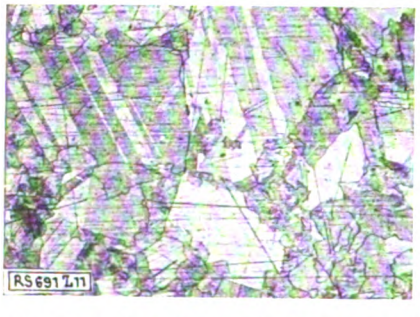


Abb. 11. Cu-Ag-Legierung mit 2,25% Cu. 20 st bei 750 ± 5° geglüht, auf 650° abgekühlt, 1 st konstant gehalten und abgeschreckt. Darauf 7 Tage bei 250° angelassen.
190 × vergr. (200 ×).

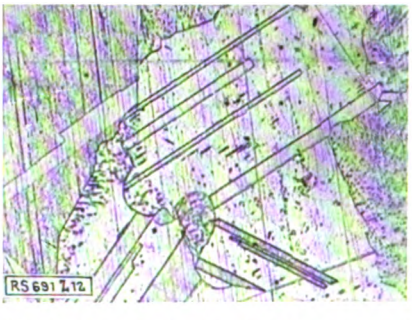


Abb. 12. Cu-Ag-Legierung mit 1,94% Cu. 24 st bei 750 ± 5° geglüht und abgeschreckt, darauf 6 Tage bei 300 ± 5° angelassen.
285 × vergr. (300 ×).

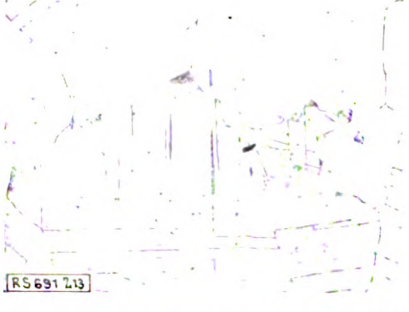


Abb. 13. Cu-Ag-Legierung mit 1,94% Cu. 20 st bei 750 ± 5° geglüht, auf 650° abgekühlt, 1 st konstant gehalten und abgeschreckt. Darauf 7 Tage bei 250° angelassen.
142,5 × vergr. (150 ×).

Mischkristalle während der Abschreckung immer geringer, da bei diesen Legierungen der Beginn der Entmischung bei Temperaturen liegt, bei denen die Abschreckgeschwindigkeit die Entmischungsgeschwindigkeit übertrifft.

In den kupferreicheren Legierungen blieben nach dem Glühen noch kupferreiche Kristalle ungelöst[1] (Abb. 5

[1] Die Legierung mit 8,48% Cu hatte nach dem Abschrecken bei 750° nur sehr geringe Mengen des kupferfreien Mischkristalls.

Digitized by Google

und 6). Bei hinreichend langsamer Abschreckung treten auch in diesen Legierungen Entmischungszonen auf.

Bei langsamem Durchgang der Legierungen durch die Temperatur beginnender Entmischung scheiden sich die kupferreichen Kristalle in mikroskopischer Größe innerhalb der Körner aus (Abb. 7)[1]. Mit weiter fallender Abschrecktemperatur nimmt die Menge der Kupferausscheidungen stark zu und erfüllt schließlich das ganze Korn (Abb. 8)[2]. Die Abb. 7 und 8 sind bezeichnend für das Gefüge aller Legierungen, die nach dem Glühen bei Temperaturen oberhalb der Löslichkeitskurve auf eine Temperatur innerhalb des heterogenen Gebietes abgekühlt worden sind.

Die beschriebene Entmischung tritt natürlich gleichfalls in den Legierungen ein, deren Zusammensetzungen auch bei hohen Temperaturen innerhalb des heterogenen Gebietes liegen (Abb. 9).

Werden bei hohen Temperaturen abgeschreckte Legierungen nachträglich bei Temperaturen unter 400° angelassen, so scheidet sich die kupferreiche Kristallart infolge der zwangsweise eingeleiteten Entmischung in Form sehr kleiner Kriställchen aus[3] (Abb. 10—13).

[1] Die Sättigungsgrenze bei 700° verläuft zwischen den in den Abb. 3 und 7 dargestellten Legierungen.

[2] Die in Abb. 8 wiedergegebene Gefügeausbildung (lamellare Ausscheidungen) hat Ähnlichkeit mit dem Perlit.

[3] Diese Verhältnisse sind von Norbury eingehend (a. a. O.) beschrieben worden.

Manche Teile der Entmischungszonen sind auch bei stärkster Vergrößerung nicht aufzulösen. Erst bei längerer Anlaßdauer tritt ein Zusammenballen der Teilchen zu größeren Kristallen ein (Abb. 12).

Durch die Abb. 12 und 13 wird veranschaulicht, daß die Legierung mit 1,94% Cu bei 300° und tieferen Temperaturen innerhalb des heterogenen Gebietes liegt. Bei 250° ist die Entmischung dieser Legierung nach 7tägigem Glühen noch nicht beendet (Abb. 13). Durch Anlassen derselben Legierung bei 200° gelang es wegen der mangelnden Diffusion bei dieser Temperatur nach 15tägigem Glühen noch nicht, eine mikroskopisch sichtbare Entmischung zu bewirken. Da bei geringen Übersättigungsgraden das Bestreben zur Entmischung besonders gering ist, werden längere Glühdauern notwendig sein. Mit großer Wahrscheinlichkeit ist jedoch anzunehmen, daß die Löslichkeit unter 250° nicht mehr wesentlich fällt.

Der Deutschen Gold- und Silberscheideanstalt, vorm. Roessler, Zweigniederlassung Pforzheim, insbesondere Herrn Dr. L. Nowack möchte ich auch an dieser Stelle für das überaus große Entgegenkommen durch die Überlassung der Legierungen meinen herzlichen Dank aussprechen.

Gleichfalls zu danken habe ich der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für die Überlassung von Apparaten.

Die Veredelung einer Aluminiumlegierung im Röntgenbild.

Von Frhrn. v. Göler und G. Sachs[1].

Die technische Bedeutung des Aluminiums wird hauptsächlich bedingt durch die Möglichkeit, die mechanischen Eigenschaften fast aller seiner walzbaren Legierungen durch eine geeignete Wärmebehandlung beträchtlich zu verbessern. Diese Veredelungsfähigkeit hängt nach allgemeiner Annahme damit zusammen, daß die Löslichkeit gewisser Legierungszusätze im Aluminiumgitter mit fallender Temperatur abnimmt. Abb. 1 zeigt z. B. den hier in Frage kommenden Teil des Zustandsschaubildes der Kupfer-Aluminiumlegierungen[2], welche die wirksame Basis der meisten veredelbaren Legierungen bilden. Im Konzentrationsbereich zwischen etwa 1 und 5% Kupfergehalt bestehen danach die Legierungen bei hohen Temperaturen aus homogenen Mischkristallen; bei niedrigen Temperaturen enthalten sie dagegen im stabilen Zustande neben einem Mischkristall bestimmten Kupfergehaltes eine zweite Kristallart $CuAl_2$ in verhältnismäßig geringer Menge.

Wird nun eine solche Legierung von einer höheren Temperatur, bei der sie homogen ist, abgeschreckt, so gelingt es, den Zerfall des bei Raumtemperatur übersättigten Mischkristalls zu unterdrücken. Da aber dieser abgeschreckte Zustand keineswegs stabil ist, sondern nur infolge der überaus starken Verringerung der Ausscheidungsgeschwindigkeit bei tiefen Temperaturen bestehen kann, so bewirkt Anlassen oder auch schon Lagern bei Raumtemperatur, gewisse Veränderungen der Eigenschaften, insbesondere der Festigkeitseigenschaften. Die Bedeutung dieser Veränderungen beruht darauf, daß sie nicht einsinnig vom abgeschreckten auf den ausgeglühten Zustand hin verlaufen, sondern vielmehr ein Teil der Eigenschaften dabei Extremalwerte erreichen kann. Als Maß der auf diesem Wege erzielbaren Veredelung benutzt man in der Regel die Steigerung der Härte oder Zugfestigkeit gegenüber dem Zustand, der sich bei langsamer Abkühlung einstellt und sich somit dem schwer erreichbaren stabilen Endzustand möglichst nähert. Abb. 2 zeigt am Beispiel der von uns untersuchten veredelbaren Aluminiumlegierung mit 5% Kupfer[1] die Veränderungen der Festigkeitseigenschaften, welche hier durch Wärmebehandlung erreicht werden können. Läßt man die von

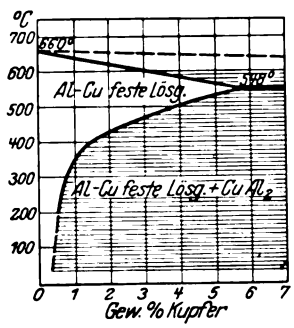


Abb. 1. Zustandsschaubild Kupfer-Aluminium auf der Aluminiumseite. (Nach Dix und Richardson.)

[1] Original: Metallwirtsch. 8, S. 671—680 (1929).

[2] Nach E. H. Dix u. H. H. Richardson: Trans. Am. Inst. Min. Met. Engg. 73, S. 560—580 (1926).

[1] Das Material ist uns entgegenkommenderweise von den Dürener Metallwerken A.G. zur Verfügung gestellt. Die Analyse ergab: 5,05% Cu; 0,26% Si; 0,27% Fe; 0,03% Mg; Al (als Rest) 94,4%.

Digitized by Google

525° in Wasser abgeschreckte Legierung lagern oder bei verhältnismäßig niedrigen Temperaturen an, so tritt (bis 150°) eine Erhöhung der Festigkeit (und Härte) verbunden mit einem Abfall der Einschnürung ein. Die Dehnung verhält sich ähnlich wie die Einschnürung. Die Größe der Effekte ist nach Abb. 2 abhängig von der Dauer der Anlaßbehandlung. Glühen bei höheren Temperaturen hebt die Veredelung wieder auf und führt zu einem Abfall der Festigkeit, bis im vorliegenden Falle oberhalb 300° der durch geringe Festigkeit und hohe Einschnürung gekennzeichnete stabile Zustand erreicht ist.

Als Ursache des Veredelungsvorganges wird von den meisten Forschern der Zerfall des übersättigten Mischkristalls angesehen. Und zwar soll sich der wirksame Bestandteil zunächst in äußerst feinverteilter Form ausscheiden. Diese „kritische Dispersion“[1] bedinge die Veredelung, das Zusammenballen der Teilchen bei stärkerem Anlassen die folgende Entfestigung. Jedoch haben die bisherigen Untersuchungen gezeigt, daß die volle

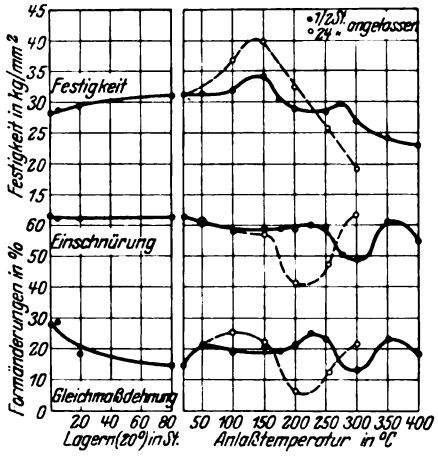


Abb. 2. Festigkeitseigenschaften einer Aluminiumlegierung mit 5% Cu nach dem Abschrecken von 525°, Lagern und Anlassen auf verschiedene Temperaturen.

Veredelung bereits nach Anlaßtemperaturen und Zeiten eintritt, bei denen ausgeschiedene Teilchen weder mikroskopisch[2] noch röntgenographisch[3] nachgewiesen werden konnten. Das Verhalten des elektrischen Widerstandes[4] und das in veredeltem Zustand geringere Rekristallisationsvermögen einzelner Kristalle[5] widersprechen sogar der Annahme, daß mit der Veredelung eine Ausscheidung in merklichem Betrage bereits erfolgt ist.

Auch die durch Abb. 2 wiedergegebenen Änderungen der Festigkeitseigenschaften beim Anlassen lassen kompliziertere Vorgänge vermuten, die sich nicht ohne weiteres aus der Ausscheidungsvorstellung ergeben. Bei kurzzeitigem Anlassen (½ Stunde) zeigt die Festigkeitskurve nicht ein, sondern nach unseren Versuchen stets zwei Maxima, getrennt durch ein Entfestigungsgebiet[1]. Dem ersten, starken Maximum der Festigkeit entspricht ein kaum merkliches Minimum in der Einschnürung (und auch Dehnung), dem zweiten schwächeren Festigkeitshöchstwert ein tiefes Einschnürungsminimum (und Dehnungsminimum). Eigenartigerweise scheinen diese Tatsachen bisher der Beobachtung entgangen zu sein. Bei längerem Anlassen (24 Stunden) rücken beide Gebiete nach niedrigeren Temperaturen hin zusammen, so daß sie nicht mehr zu trennen sind. Es sieht danach so aus, als ob beim Anlassen des übersättigten Mischkristalls zwei verschiedene Vorgänge zu unterscheiden sind.

Festigkeitsversuche an feinkristallinem Metall bereiten nun aber dem Verständnis Schwierigkeiten, da die Bedeutung mechanischer Kennziffern nicht in einfacher Weise zu übersehen ist und ihre Größe vielfach stark von ihrer Definition und der Durchführung der Prüfung abhängt. Zwecks einer einwandfreien Erkenntnis mechanischer Eigenschaften wurden daher weitere Zerreißversuche an einzelnen Kristallen durchgeführt. Solche einzelne Kristalle von Aluminiumlegierungen lassen sich leicht in Form zylindrischer Stäbe ähnlich wie Kristalle von reinem Aluminium nach dem Rekristallisationsverfahren herstellen[2].

Sucht man nun die Ursache der Veredelung, so kommt es darauf an, eine Verknüpfung zwischen den Veränderungen des Gefügezustandes und denen der Festigkeitseigenschaften aufzufinden. Es wurde daher zunächst versucht, den Verlauf der Ausscheidung röntgenographisch zu verfolgen.

Durchführung der Röntgenuntersuchungen.

Die bisherigen Untersuchungen haben gezeigt, daß es schwierig ist, die ausgeschiedenen $CuAl_2$-Kristalle an Hand ihrer Reflexe nachzuweisen. Da die Verbindung $CuAl_2$ nur in verhältnismäßig geringer Menge auftritt, können ihre Reflexe nur schwach sein[3]; außerdem entzieht sich wahrscheinlich ein Teil davon infolge seiner Feinkörnigkeit dem röntgenographischen Nachweis. Eine mengenmäßige Verfolgung der Ausscheidung erscheint demnach auf diesem Wege fast aussichtslos. Auch über den Zustand der Ausscheidungen läßt sich infolge der Schwäche ihrer Reflexe kaum etwas aussagen. Eine andere Möglichkeit[4], die Ausscheidungsvorgänge röntgenographisch zu verfolgen, beruht nun darauf, daß die Gitterkonstante des Aluminium-Kupfer-Mischkristalles vom Kupfergehalt abhängig ist. Ihre Größe, und damit auch die Lage der Reflexe auf der Röntgenaufnahme, muß sich infolgedessen mit dem Eintritt einer Ausscheidung ändern. Da der zu beobachtende Mischkristall den größten Teil des Materials ausmacht, hat man in der Regel intensive Reflexe zu erwarten. Meßtechnisch ist

[1] P. D. Mercia, R. G. Waltenberg u. H. Scott: Sc. Papers Bureau Standards 1919, Nr. 347.

[2] E. H. Dix u. H. H. Richardson: Trans. Am. Inst. Min. Met. Engg. 73, S. 560—580 (1926).

[3] E. Schmid u. G. Wassermann: Naturwissensch. 14, S. 980 (1926); Metallwirtschaft 7, S. 1329—1335 (1928).

[4] W. Fraenkel u. E. Scheuer: Naturwissensch. 12, S. 145 bis 148 (1924); W. Fraenkel: Z. Metallkunde 18, S. 189—192 (1926); W. Fraenkel u. L. Marx: Z. Metallkunde 21, S. 2—6 (1929).

[5] R. Karnop u. G. Sachs: Z. Physik 49, S. 480—497 (1928); G. Sachs: Z. Metallkunde 20, S. 428—430 (1928).

[1] Dieser Verlauf ist bei der 5proz. Cu-Al-Legierung durch drei unabhängige Versuchsreihen sichergestellt worden. Auch bei anderen Legierungen wurden ganz ähnliche Verhältnisse, wenn auch vielleicht weniger ausgesprochen, beobachtet.

[2] R. Karnop u. G. Sachs: a. a. O.

[3] E. Schmid u. G. Wassermann: a. a. O., konnten z. B. die $CuAl_2$-Reflexe erst beobachten, wenn etwa ein Drittel des Kupfergehaltes ausgeschieden war.

[4] N. Y. Siélakow: Rev. Met. 21, S. 528 (1924).

Digitized by Google

auch eine genaue Längenmessung, aus der ja die Bestimmung einer Gitterkonstante besteht, viel einfacher und zuverlässiger als eine Intensitätsmessung. Im Vergleich zum unmittelbaren Nachweis der ausgeschiedenen $CuAl_2$-Kristalle erscheint es daher wesentlich vorteilhafter, die Gitteränderung des Mischkristalls zu verfolgen.

Die Größe der zu erwartenden Effekte wurde zunächst durch Debye-Scherrer-Aufnahmen von Drähten mit verschiedenem Aluminiumgehalt festgestellt. Reinstes Aluminium wurde in geglühtem, unreines Aluminium und die Legierungen in abgeschrecktem Zustand untersucht. Um kontinuierliche Schwärzung der Interferenzkreise zu erhalten, wurden die in Form von 1 mm starken Drähten vorliegenden Proben etwas herabgezogen und auf 100°, $^1/_2$ Stunde angelassen, um innere Spannungen, die unscharfe Reflexe zur Folge haben, zu beseitigen.

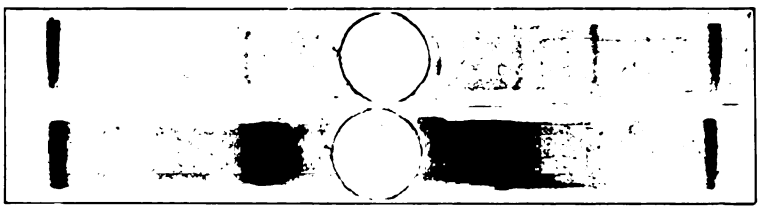


Abb. 3. Ausschnitte aus Debye-Scherrer-Aufnahmen von sehr reinem Aluminium (99,95% Al) und einer Kupfer-Aluminiumlegierung (4% Cu).

In der im folgenden beschriebenen Röntgenuntersuchung konnte eine Genauigkeit von etwa 0,01% erreicht werden. Damit ergibt sich die Möglichkeit, Gitteränderungen nachzuweisen, die einer Veränderung des Kupfergehaltes von rund 3% der überhaupt zur Ausscheidung kommenden Menge, das sind rund 0,1% Cu bzw. 0,2% $CuAl_2$ entsprechen.

Die erwünschte hohe Genauigkeit wurde in einfachster Weise mittels einer gewöhnlichen Debye-Scherrer-Kamera von großem Durchmesser $\left(\frac{300}{\pi} = \text{rd. } 95{,}5 \text{ mm}\right)$ erreicht[1]. Durch Verwendung eines einzelnen Kristalls konnten stets die gleichen, sehr intensiven Reflexe verfolgt werden. In der Kamera wurden Drehaufnahmen eines passend ausgesuchten Kristalls der 5proz. Legierung

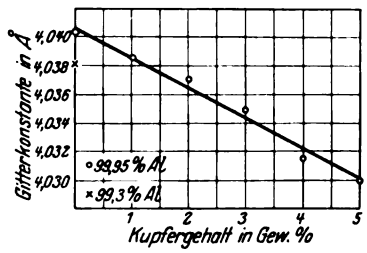


Abb. 4. Gitterkonstanten von Kupfer-Aluminiumlegierungen.

Da nach der weiter unten beschriebenen genauen Untersuchung mit Gitteränderungen verbundene Ausscheidungen erst bei höheren Temperaturen eintreten, konnte angenommen werden, daß die Legierungen in der bei hoher Temperatur beständigen Form als übersättigte Mischkristalle vorlagen[1].

Zur Bestimmung der Gitterkonstante dienten der hohen erforderlichen Genauigkeit[2] wegen nur die am stärksten abgelenkten Röntgenreflexe in der Nähe des Einstrichs der Röntgenstrahlen. Die in Abb. 3 wiedergegebene Aufnahme von reinstem Aluminium und der 4proz. Legierung geben den in Frage kommenden Ausschnitt des Films wieder, der somit um den Einstichpunkt der Röntgenstrahlen herumgelagert war[3].

Abb. 4 läßt erkennen, daß die Gitterkonstante von Aluminium durch Zusatz von Kupfer annähernd geradlinig mit dessen Menge verkleinert wird. Das unreine Aluminium (0,3% Si; 0,3% Fe) fällt aus dieser Gesetzmäßigkeit heraus, obwohl die Legierungen etwa die gleiche Menge an diesen Verunreinigungen enthalten. Es erklärt sich dies wohl aus der gegenseitigen Beeinflussung der Löslichkeit verschiedener Zusätze in Aluminium.

Nach dem Zustandsschaubild, Abb. 1, können sich bei der 5proz. Legierung fast die ganzen 5% Kupfer aus dem Aluminiumgitter ausscheiden. Dies entspricht nach Abb. 4 einer Zunahme der Gitterkonstanten um 0,3%.

[1] Dafür, daß das gesamte Kupfer sich in Lösung befindet, spricht die Tatsache, daß nach unseren Messungen die Gitterkonstante des Aluminiums durch Kupferzusatz sogar noch stärker verringert wird, als sich nach dem Raumbedarf der Kupferatome berechnet.

[2] Vgl. dazu die erfolglosen Untersuchungen von N. Y. Siélakow a. a. O.

[3] Vgl. A. E. van Arkel: Z. Kryst. Min. 67, S. 235—238 (1928). Die Auswertung der Filme erfolgte nach den dort entwickelten Grundsätzen.

nach verschiedener Behandlung hergestellt. Und zwar wurde der Kristall an einer einsetzbaren Drehachse festgeschraubt, mitsamt der Achse den verschiedenen Wärmebehandlungen unterworfen und jedesmal wieder in die Kamera eingesetzt. Dabei war durch eingeritzte Marken dafür Sorge getragen, daß die Achse und damit auch der Kristall stets wieder in die gleiche Stellung gelangten. Der Film lag unten in einer Nut und wurde oben durch einen federnden Ring gegen die Kamerawand gepreßt. Film und Kristall behielten also bei jeder Aufnahme die gleiche gegenseitige Lage bei. Der Film wurde in die Kamera so eingelegt, daß seine Mitte in den Eintrittspunkt der Röntgenstrahlen fiel. Dadurch wird erreicht, daß die Reflexe mit größten Ablenkungswinkeln und höchster Auflösung nach innen kommen.

Abb. 5 zeigt schematisch den zur Untersuchung verwendeten Teil der Filme. Von je vier gleichartigen Flecken der drei Interferenzkreise: 333-Kα_1, 333-Kα_2 und 422-Kα_2 wurden die Abstände $2s$ und $2e$ mit einem Komparator je zweimal ausgemessen. Daraus berechnet sich, wie bekannt, der Reflexionswinkel φ nach der Gleichung[2]:

$$\cos 2(90 - \varphi) = \frac{R}{\sqrt{R^2 + s^2}} \cdot \cos \frac{e}{R}, \qquad (1)$$

wobei R den Kameraradius bezeichnet. Mit φ läßt sich die Gitterkonstante a nach der Braggschen Gleichung:

$$a = \frac{\lambda \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}{2 \sin \varphi} \qquad (2)$$

[1] Die Aufnahmen wurden an einer Haddingröhre durchgeführt, die ohne Gleichrichtung an einen Transformator der Firma R. Seifert & Co., Hamburg 13, angeschlossen war. Die Spannung betrug etwa 25 kV, die Stromstärke 6 mA, die Belichtungszeit 15—20 st.

[2] Vgl. R. Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen. Berlin 1927, S. 304—306.

Digitized by Google

berechnen. Hier sind h, k, l die Millerschen Indizes der betreffenden Kristallfläche und λ die Wellenlänge der benutzten Strahlung ($CuK\alpha_2: \lambda_2 = 1{,}53730$ Å; $CuK\alpha_2: \lambda_2 = 1{,}54116$ Å). Die Genauigkeitsbetrachtung an Hand der Gleichung (1) zeigt, daß für die 333-Reflexe ein Meßfehler von 0,05 mm in s etwa 1′ in φ ausmacht und 0,1 mm in e etwa 1,5′. Aus Formel (2) folgt daraus für einen möglichen Fehler in φ von $\Delta\varphi = 3' = 0{,}0009$ als Fehler der Gitterkonstante:

$$\frac{\Delta a}{a} = \operatorname{ctg}\varphi\,\Delta\varphi \sim 0{,}01\%\,. \qquad (3)$$

Diese hohe Genauigkeit beruht nach Formel (3) also darauf, daß für die benutzten großen Reflexionswinkel (φ_{333} war 82—84°) ctg φ nur noch $^1/_8$—$^1/_{10}$ beträgt.

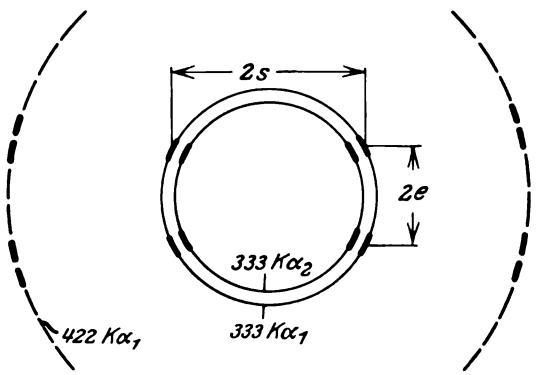


Abb. 5. Schematische Wiedergabe der ausgemessenen Röntgenreflexe der Drehaufnahmen.

Diese Meßgenauigkeit ist jedoch zunächst nur relativ; es ist noch zu berücksichtigen, daß durch die Unsicherheit des Kameraradius infolge ungenauer Zentrierung und der endlichen Dicke des Präparats, der Eindringungstiefe der Röntgenstrahlen und schließlich infolge Verziehens des Films Fehler von zunächst unbekannter, wenn auch bei dem gewählten Verfahren für alle Aufnahmen annähernd gleicher Größe hinzukommen. Es läßt sich aber auch die gleiche absolute Genauigkeit erreichen, wenn man berücksichtigt, daß sich eigentlich aus allen Reflexen der gleiche Wert der Gitterkonstante ergeben sollte, daß aber nach van Arkel[1] die genannten Fehlerquellen den Wert um den Betrag:

$$\Delta a = C \cdot (90 - \varphi) \cdot \operatorname{tg}(90 - \varphi). \qquad (4)$$

verfälschen. Zur Ermittlung der Konstanten C in Gleichung (4) verfährt man am einfachsten so, daß man die verschiedenen Meßwerte über den zugehörigen Werten von $(90 - \varphi)$ tg $(90 - \varphi)$ aufträgt und durch die Punkte eine mittlere Gerade legt. Deren Neigung ist dann die für die Korrektur der Meßwerte von a benutzte Konstante C.

Ein einzelner Kristall der Legierung mit 5% Cu wurde nun nacheinander den aus der Tafel 1 ersichtlichen Wärmebehandlungen unterworfen und jedesmal die Gitterkonstante bestimmt. Die Ergebnisse der Ausmessung und Auswertung der Röntgenaufnahmen, von denen die wichtigsten Abb. 6—15 zeigen, sind in Tafel 1 wiedergegeben. Die dritte und vierte Spalte enthalten die Mittelwerte der Meßgrößen $2s$ und $2e$, die fünfte Spalte die nach Gleichung (1) und (2) mit $R = \frac{150}{\pi}$ berechneten, unkorrigierten Gitterkonstanten a. Die sechste Spalte gibt schließlich die mit Hilfe von Gleichung (4) korrigierten Gitterkonstanten an. Hierbei sind zur Mittelwertsbildung nur die aus den $333a_1$- und a_2-Reflexen berechneten Werte benutzt, da die 422-Reflexe wegen des geringeren Ablenkungswinkels ($\varphi \sim 70°$) wesentlich ungenauere Werte liefern (vgl. Gleichung (3)) und nur zur Bestimmung der Korrektur nach Gleichung (4) dienten.

Die Zusammenstellung der Ergebnisse einer systematischen Versuchsreihe in Abb. 16 zeigt, daß die Übereinstimmung der Werte in der Tat 0,01% erreicht, also im wesentlichen durch die Meßgenauigkeit von 0,1 mm bestimmt ist. Über die Absolutgenauigkeit läßt sich unmittelbar nichts aussagen; nach der Übereinstimmung mit neueren Untersuchungen[1] dürfte sie etwa von gleicher Größe sein. Bei einer zweiten Versuchsreihe (vgl. Tafel 1) wurde noch die Aufnahmekamera, um konstante Temperatur zu halten, eisgekühlt. Die Kühlung war jedoch unvollkommen, so daß die Werte der Gitterkonstanten zwar etwas niedriger liegen als bei den Aufnahmen bei Raumtemperatur (20—21°), aber nicht um den erwarteten Betrag und auch stärker streuen.

Zur Ergänzung wurden von einem zweiten, ähnlich behandelten Kristall noch die in Abb. 17—21 wiedergegebenen Laueaufnahmen angefertigt.

Der Ausscheidungsvorgang im Röntgenbild.

Die Veränderungen, welche veredelbare Aluminiumlegierungen durch Wärmebehandlung erleiden, sind, wie schon früher festgestellt ist[2], nur mit verhältnismäßig schwachen Störungen in der geometrischen Konfiguration des Kristallgitters verbunden. Laueaufnahmen, Abb. 17—21, eines Kristalls nach verschiedener Behandlung unterscheiden sich kaum von Aufnahmen reiner, störungsfreier Aluminiumkristalle; und es sind nur geringe Abweichungen zwischen den Aufnahmen nach dem Abschrecken und nach dem Anlassen auf verschiedene Temperaturen festzustellen. Die Verwischung der stärksten Reflexe beim Anlassen auf 200° und das Wiederscharfwerden beim Anlassen auf 300° deutet wohl auf gewisse Veränderungen hin. Diese entziehen sich aber einer genaueren Deutung. Sie lassen nur erkennen, daß die gesamte Wärmebehandlung von kleinen Verkrümmungen der Kristallflächen von schätzungsweise 1° begleitet wird, ein Effekt, der z. B. nur einen geringen Bruchteil der Wirkung von Kaltverformungen beträgt.

Nach den Drehaufnahmen, Abb. 6—15, und dem Verlauf der daraus ermittelten Gitterkonstanten in Abb. 16 läßt sich nun über den Vorgang der Ausscheidung im übersättigten Mischkristall etwa folgendes aussagen: Durch halbstündiges Anlassen bis 220° treten keine über die Fehlergrenze der Versuche hinausgehenden Verände-

[1] a. a. O.

[1] Vgl. z. B. die soeben veröffentlichten, mit feinkristallinem Material durchgeführten Versuche von M. L. Gayler und G. D. Preston: Inst. Metals 1929, Vorbericht Nr. 489. [Referat in Metallwirtsch. 8, S. 281 (1929).]

[2] G. Sachs: Z. Metallkunde 18, S. 209—212 (1926); 20, S. 428—430 (1928); R. Karnop u. G. Sachs: Z. Phys. 49, S. 480—497 (1928).

Digitized by Google

Tafel 1. Gitterkonstante eines Kristalls einer Aluminiumlegierung nach verschiedener Wärmehandlung.

Wärmebehandlung	Reflex	Mittelwerte der Messungen in mm		Gitterkonstante a in Å			Bemerkungen
				Einzelwerte		Mittelwert korrigiert	
		$2s$	$2e$	berechnet	korrigiert		
Von 525° in Eiswasser abgeschreckt bei 100°, $^1/_2$ st angelassen	333 α_2	$16{,}9_5$	$12{,}6_0$	4,0285	4,0303		
	333 α_1	$21{,}4_0$	$12{,}5_5$	277	302	4,0302	Probeaufnahme
	422 α_1	$66{,}0_{75}$	$12{,}9_0$	107			
400° $^1/_2$ st, 300° $^1/_2$ st-gegl. im Ofen erkaltet	333 α_2	$20{,}9_5$	$12{,}7_5$	372	395		
	333 α_1	$24{,}6_0$	$12{,}7_5$	361	390	4,0392	Probeaufnahme
	422 α_1	$67{,}5_0$	$14{,}3_0$	208			
Von 525° in Eiswasser abgeschreckt (Röntenaufnahme binnen 15 st)	333 α_2	$15{,}7_5$	$12{,}3_0$	289	307		Raumtemperatur im Mittel 20 ÷ 21° C.
	333 α_1	$20{,}4_5$	$14{,}3_5$	282	307	4,0307	
	422 α_1	$66{,}1_{25}$	$13{,}3_0$	115			
50°, $^1/_2$ st angelassen	333 α_2	$16{,}4_0$	$13{,}4_5$	287	305		
	333 α_1	$21{,}0_0$	$13{,}4_0$	281	306	4.0306	
	422 α_1	$66{,}1_{75}$	$13{,}0_5$	116			
100°, $^1/_2$ st angelassen	333 α^2	$16{,}4_{25}$	$13{,}7_0$	291	310		
	333 α^1	$20{,}9_{75}$	$13{,}6_0$	282	308	4,0309	
	422 α^1	$66{,}1_{25}$	$12{,}8_5$	109			
150°, $^1/_2$ st angelassen	333 α^2	$16{,}3_0$	$13{,}8_0$	291	310		
	333 α^1	$20{,}8_{25}$	$13{,}8_5$	282	308	4,0309	
	422 α^1	$66{,}0_5$	$13{,}1_0$	112			
200°, $^1/_2$ st angelassen	333 α_2	$16{,}3_{75}$	$13{,}8_0$	291	309		Flecken verwischt nach größeren Gitterkonstanten hin. Außen a ∼ 4,036 A.
	333 α_1	$20{,}8_{25}$	$13{,}7_0$	281	306	4,0307	
	422 α_1	$66{,}1_5$	$13{,}2_0$	115			
220°, $^1/_2$ st angelassen	333 α_2	$16{,}3_0$	$13{,}8_0$	291	309		
	333 α_1	$20{,}8_0$	$13{,}7_5$	281	306	4,0307	Schwacher Film.
	422 α_1	$66{,}2_0$	$15{,}0_5$	118			
255°, $^1/_2$ st angelassen	333 α_2 ?	$16{,}8_0$	$15{,}1_5$	321	343		Verwischte Flecken: außen a ∼ 4,039 Å innen a ∼ 4,033 Å
	333 α_1 ?	$21{,}7_5$	$15{,}1_5$	323	353	∼4,0348	
	422 α_1	$66{,}4_{75}$	$13{,}2_0$	141			
300° $^1/_2$ st angelassen	333 α_2 ?	$20{,}3_0$	$13{,}7_0$	370	396		Verwischte Flecken nach kleineren Gitterkonstanten hin. Sehr schwacher Film.
	333 α_1	$24{,}3_{25}$	$13{,}7_0$	367	400	4,0398	
	422 α_1	$67{,}1_5$	$12{,}9_0$	189			
350°, $^1/_2$ st angelassen	333 α_2	$19{,}7_{75}$	$13{,}5_0$	355	380		
	333 α_1	$23{,}6_{75}$	$12{,}6_0$	349	379	40,379	
	422 α_1	$67{,}0_5$	$12{,}7_5$	180			
400°, $^1/_2$ st angelassen	333 α_2	$19{,}7_{25}$	$13{,}6_5$	357	381		
	333 α_1	$23{,}4_{75}$	$13{,}6_5$	344	375	4,0378	
	422 α_1	$66{,}9_5$	$13{,}0_0$	176			
Von 525° in Eiswasser abgeschreckt (Röntgenaufnahme binnen 3 Tagen)	333 α_2	$17{,}8_{75}$	$11{,}5_0$	289	308		
	333 α_1	$22{,}1_0$	$11{,}5_0$	281	307	4,0307	
	422 α_1	$66{,}1_0$	$12{,}7_0$	106			
150°, $^1/_2$ st angelassen	333 α_2	$17{,}8_0$	$12{,}0_5$	303	321		
	333 α_1	$22{,}2_5$	$11{,}9_0$	290	314	4,0317	Raumtemperatur 20—21 °C
	422 α_1	$66{,}4_5$	$13{,}1_0$	138			
200°, 24 st angelassen	333 α_2 ?	$22{,}3_{25}$	$11{,}4_0$	387	413		
	333 α_1	$25{,}8_0$	$11{,}4_0$	377	410	4,0411	
	422 α_1	$67{,}5_{25}$	$12{,}4_0$	211			
Von 525° in Eiswasser abgeschreckt (Röntgenaufnahme binnen 3 Tagen)	333 α_2	$19{,}3_0$	$8{,}7_0$	288	306		
	333 α_1	$23{,}2_0$	$8{,}7_{25}$	278	302	4,0304	
	422 α_1	$66{,}6_0$	$10{,}2_5$	117			Kamera mit Eiswasser gek. Kristalltemperatur etwa 10° C.
50°, $^1/_2$ st angelassen	333 α_2	$19{,}0_5$	$8{,}9_5$	285	302		
	333 α_1	$23{,}0_0$	$8{,}9_5$	277	301	4,0301	
	422 α_1	$66{,}5_{75}$	$10{,}0_5$	114			
100°, $^1/_2$ st angelassen	333 α_2	$19{,}8_{25}$	$7{,}1_5$	286	304		
	333 α_1	$23{,}6_{75}$	$7{,}1_5$	277	302	4,0303	
	422 α_1	$66{,}7_{25}$	$8{,}7_0$	113			
150°, $^1/_2$ st angelassen	333 α_2	$19{,}9_2$	$7{,}2_5$	289	307		
	333 α_1	$23{,}7_8$	$7{,}2_5$	281	306	4,0306	
	422 α_1	66.7_5	8.7_{25}	115			
250°, dann 300° $^1/_2$ st angelassen	333 α_2	$22{,}5_{25}$	$7{,}5_0$	352	375		
	333 α_1	26.1_5	$7{,}5_0$	348	378	4,0377	
	422 α_1	67.6_0	8.7_5	183			

Digitized by Google

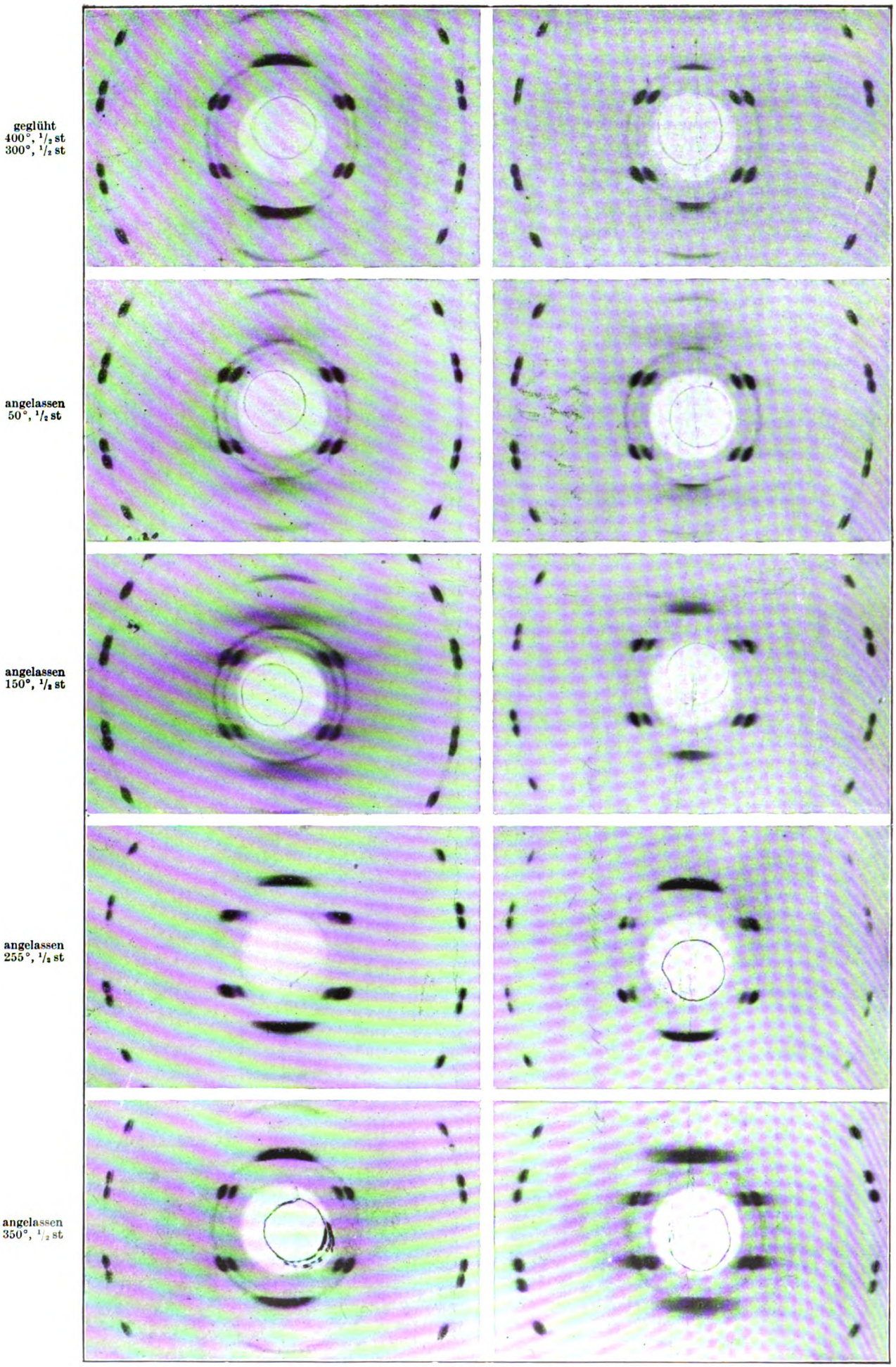


Abb. 6 bis 15. Ausschnitte aus Drehkristallaufnahmen eines einzelnen Kristalls einer Aluminium-Legierung mit 5% Cu nach verschiedener Behandlung (nat. Größe).

Digitized by Google

rungen der Gitterkonstante ein[1]. Bis 150° Anlaßtemperatur, Abb. 7—10, ist überhaupt keine Veränderung der Röntgenbilder festzustellen[2]. Von 200° ab, Abb. 11, erscheinen die Reflexe nach außen, d. h. nach größeren Gitterkonstanten hin ausgewischt. Es ist also dann schon eine Ausscheidung eingetreten, die aber nach der scheinbaren Erhaltung der Gitterkonstante den größten Teil des Kristalles nicht berührt. Es müssen vielmehr solche Änderungen eingetreten sein, die stärkeren Ausscheidungen in kleinen Gitterbereichen entsprechen. Die Ausscheidung geht also danach inhomogen vor sich[3].

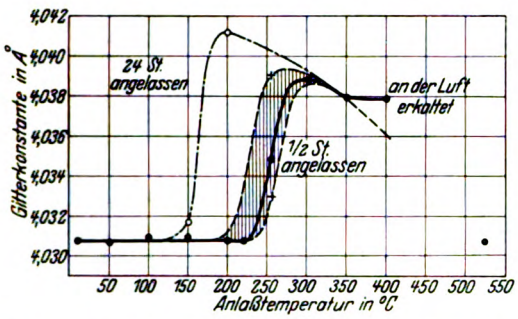


Abb. 16. Gitterkonstante eines Kristalls einer Aluminiumlegierung (5% Cu) nach Abschrecken und verschiedener Wärmebehandlung.

[1] Es bleibt noch die Möglichkeit, daß in diesem Bereich Veränderungen unter der Genauigkeitsgrenze der vorliegenden Versuche eingetreten sind. Gewisse Veränderungen von Aluminiumlegierungen beim Lagern und Anlassen auf niedrige Temperaturen sind schon mit Hilfe von Spiegelapparaten (E. Heyn u. E. Wetzell: Mitt. KWI. Metallf. 1, S. 19—23 [1922]) und dilatometrischen Messungen festgestellt. So fanden P. Chevenard u. A. Portevin: Comptes Rendus 186, S. 144—146 (1928), bei Untersuchung einer ähnlichen Legierung wie hier mit dem Differentialdilatometer eine Längenabnahme von 0,006% beim Anlassen auf 150°, deren Ursache sie allerdings in irgendwelchen Verunreinigungen vermuten. Auch M. L. V. Gayler u. D. G. Preston, a. a. O., fanden bei 24stündigem Lagern eine Dichteänderung von gleicher Größenordnung. Zur Feststellung einer Gitteränderung dieser Größe reicht vorläufig die Versuchsgenauigkeit der Röntgenverfahren nicht aus. Es erscheint aber nicht ausgeschlossen, auch diese Genauigkeit zu erzielen.

[2] Die Aufnahmen liefen etwa 15—20 st, in der Regel an drei aufeinanderfolgenden Tagen, so daß also der Zustand des Kristalls sofort nach dem Abschrecken nicht erfaßt werden kann. Daß jedoch während dieser Zeit keine Veränderungen eingetreten sind, geht einmal daraus hervor, daß die Reflexe vollkommen scharf sind (Abb. 7). Auch ergeben eine nach dem Abschrecken innerhalb 15 st und eine erst innerhalb 3 Tagen fertiggestellte Röntgenaufnahme genau den gleichen Wert der Gitterkonstanten (Tabelle 1). Immerhin ist festzuhalten, daß sich bei diesen Versuchen Veränderungen, die innerhalb 1—2 st nach dem Abschrecken eintreten, dem Nachweis entziehen würden. In erster Linie interessiert die Frage, ob in dieser Zeit schon Ausscheidungen eingetreten sein können. Dagegen spricht einmal die obenerwähnte Tatsache, daß die Gitterkonstante des Aluminiums durch Kupferzusatz eher stärker verändert wird, als dem Raumbedarf der Kupferatome entspricht. Da ferner Ausscheidungen erst wieder bei höheren Temperaturen erfolgen, würde sich auch ein thermodynamisch ganz unwahrscheinlicher Verlauf der Ausscheidung ergeben.

[3] Dies ist schon bei anderen Legierungen verschiedentlich beobachtet worden: E. C. Bain: Trans. Am. Inst. Min. Met. Engg. (1927) Vorbericht; N. Seljakow, G. Kurdjumow u. N. Goodtzow: Z. Phys. 45, S. 384—408 (1927). An einer Kupfer-Aluminiumlegierung ist die gleiche Feststellung auch von M. L. V. Gayler u. G. D. Preston: Inst. Metals 1929, Vorbericht 489, gemacht worden. Die Aussage von Gayler u. Preston, daß die Kriställchen im Haufwerk dabei in sich homogen bleiben, ist aber röntgenologisch nicht gerechtfertigt. Die Gitteränderung eines Kristalls hat nur dann eine Verlagerung des Reflexes in monochromatischen Aufnahmen zur Folge, wenn damit Orientierungsänderungen verbunden sind. Dies ist aber nach unseren Laueaufnahmen nicht in ausreichendem Maße der Fall.

Dem entspricht auch, daß in der Aufnahme Abb. 12 nach dem Anlassen bei 255° $^1/_2$ st die nunmehr eingetretene Aufweitung des Gitters mit einer Verwischung der Reflexe verbunden ist, die innerhalb der durch die

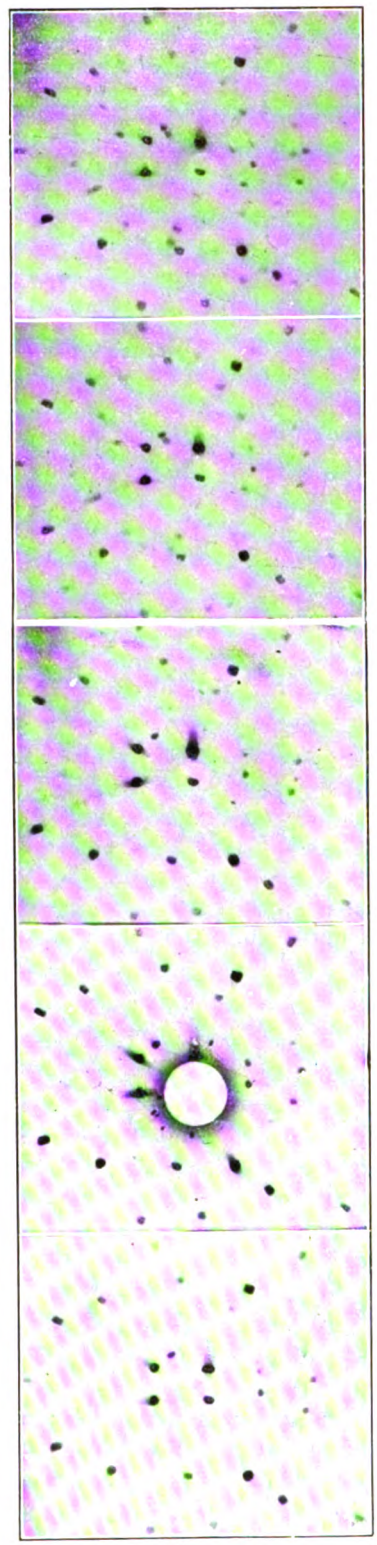


Abb. 17 bis 21. Laueaufnahmen eines Kristalls einer Aluminiumlegierung nach verschiedener Behandlung.

Digitized by Google

Tafel II. Festigkeitseigenschaften von Kristallen einer Aluminiumlegierung mit 5% Kupfer nach verschiedener Wärmebehandlung.

Behandlung	Winkel: Stabachse-Würfelkanten α_1	α_2	α_3	Streckgrenze (0,5% Gesamtdehnung) Zugspannung s 0,5 kg/mm²	Umrechnungsfaktor cos ϱ cos φ	wirksame Schubspannung τ 0,5 kg/mm²	Festigkeit σB kg/mm²	Gleichmaßdehnung δg %	Bemerkungen
525° abgeschreckt (innerhalb 2 st zerrissen)	45_5	57	63	13,0	0,371	4,9	31,6	14	$\tau_{0,5} = s_{0,5} \cdot \cos\varrho \cos\varphi$
	53	53	58_5	20,0	0,311	6,2	37,0	9	ϱ = Winkel: Stabachse-Gleitrichtung
						5,6			
nach 3 Tagen	49_5	55	60	27,1	0,336	9,1	39,4	8	
	43_5	58_5	63_5	22,8	0,379	8,6	37,2	17	φ = Winkel: Stabachse-Gleitflächennormale
	54	54	55_5	32,0	0,277	8,9	42,7	5	
						8,9			
50°, ½ st angelassen	52	52	61	23,2	0,333	7,7	37,9	11	
	52_5	55	57	24,0?	0,297	7,1	38,5	6	
						7,4			
100°, ½ st angelassen	49	53_5	62	23,0	0,356	8,2	38,0	11	
	7	83_5	87	18,5	0,479	8,3	33,6	16	
	53_5	55	56	31,8	0,288	9,1	43,1	8	
						8,5			
150°, ½ st angelassen	50	55_5	59	22,5	0,329	7,4	38,7	8	
	7	84	88	16,0?	0,540	7,2	30,5	19	
	53	53	58_5	24,2	0,311	7,5	39,6	7	
						7,4			
200°, ½ st angelassen	49	56	60	19,3	0,335	6,5	34,9	10	
	41_5	67	68	13,7	0,419	5,7	29,7	23	
	52_5	52_5	59_5	22,5	0,320	7,2	38,9	7	
						6,5			
(220°, ½ st)	51	51	62	20,4	0,347	7,1	35,9	11	
250°, ½ st angelassen	50	54	60_5	21,5	0,336	7,2	35,4	6	
	52_5	53_5	57_5	21,0	0,311	6,5	37,2	7	
						6,9			
300°, ½ st angelassen	48	55	62	15,0	0,357	5,4	31,8	11	
	50	54_5	60	13.0	0,334	4,3	32,4	12	
	50	54_5	54_5	16,2	0,273	4,4	32,4	9	
						4,4			
(350°, ½ st)	48	58	59	14.0	0,330	4.6	32,0	10	
400°, ½ st angelassen	53	53	58	15,4	0,306	4,7	33,0	10	
	50_5	54	54	14,5	0,277	4,0	32,4	8	
						4,4			
525° abgeschr.	50	53_5	61_5	33,8	0,347	11,7	45,0	10	
3 Tg. gelagert	54	54	55_5	38,0?	0,277	10,5	50,5	9	
155°, 18 st angelassen	6	84_5	88_5	25,5	0,445	11,4	36,9	14	
						11,2			
200°, 24 st angelassen	47_5	55	62_5	21,0	0,363	7,6	36,7	11	
	49	68	68	21.3	0,316	6,7	37,2	10	
	44	55	67	20,0	0,406	8,1	35,1	7	
						7,5			

Ausscheidung bestimmten Grenzen der Gitterkonstanten bleibt. Im vorliegenden Falle ist also die Verwischung der Flecken größtenteils auf die inhomogene Ausscheidung zurückzuführen. Wieweit innere Spannungen dabei auftreten, die ebenfalls zur Verwischung beitragen können[1], läßt sich hier nicht erkennen. Bei 300° entspricht dann nach Abb. 13 die Gitterkonstante offenbar schon einer fast vollständigen Ausscheidung. Jedoch deuten die Auswischungen der Reflexe in Abb. 13, und zwar diesmal nach innen zu, darauf hin, daß noch einzelne Gitterbereiche an Kupfer übersättigt sind. Erst nach dem Anlassen bei 350° und 400°, ½ st, Abb. 14, sind die Reflexe wieder scharf; die Ausscheidung hat also vollständig stattgefunden. Daß die Gitterkonstante nun kleiner ist als bei 300°, erklärt sich daraus, daß oberhalb 300° schon wieder etwas Kupfer in Lösung geht und beider verhältnismäßig schnellen Abkühlung in Luft nicht wieder vollständig ausgeschieden wird.

Wird der Kristall nach dem Abschrecken (und Lagern infolge der Röntgenaufnahme) 24 st bei 150° angelassen, so ist die Gitterkonstante nach Abb. 15 entsprechend etwa 10% Ausscheidung größer geworden. Die deutliche Verwischung nach größeren Gitterkonstanten hin zeigt jedoch, daß der Zerfall teilweise schon weiter fortgeschritten ist, so daß schätzungsweise 20% der Gesamtmenge ausgeschieden sein mögen. Nach dem Anlassen dieser Probe auf 200°, 24 st, ist dann die Ausscheidung nach Abb. 16 praktisch vollständig.

Interferenzen der neuentstandenen Kristallart sind in der bei 400°, ½ st, und 300°, ½ st, geglühten Probe, Abb. 6, in Form zweier schwacher Ringe zu erkennen. Die Körnchen der ausgeschiedenen Kristallart zeigen dabei keine gerichtete Orientierung. Wo sie im Kristallgitter des Mischkristalls gelagert sind, darüber läßt sich röntgenographisch nichts aussagen. Nach dem Anlassen bei 255°, ½ st, Abb. 12, waren dagegen von der Ausscheidung, die nach der Veränderung der Gitterkonstante etwa zur Hälfte eingetreten ist, keine Reflexe zu erkennen, obwohl gerade diese Aufnahme ganz besonders intensiv ausgefallen ist.

Festigkeitseigenschaften einzelner Kristalle.

Um nun den Ausscheidungsvorgang mit den Veränderungen der mechanischen Eigenschaften zu verknüpfen, wurden Zugversuche an einzelnen Kristallen durchgeführt, die in gleicher Weise behandelt waren wie die Kristalle für die Röntgenaufnahmen. Zu den Versuchen standen 31 gleichzeitig hergestellte Kristalle zur Verfügung, von denen je 2—3 nach einer bestimmten Be-

[1] O. Dahl, D. Holm u. G. Masing: Z. Metallkunde 20, S. 431—433 (1928).

Digitized by Google

handlung zerrissen wurden. Von den Kristallen wurden die Zugkurven in der Weise aufgenommen, daß bei geeigneten Laststufen der Querschnitt in seiner größten und kleinsten Ausdehnung gemessen wurde. Tafel 2 gibt die wichtigsten Ergebnisse dieser Versuche wieder.

Schon die technologischen Zugkurven, die sich durch Auftragung der auf den ursprünglichen Querschnitt bezogenen Zugspannung über der Querschnittsänderung (bzw. Dehnung) ergeben, lassen anschaulich einige durch die Veredelung und Ausscheidung bewirkten Veränderungen des Stoffes erkennen. Da die Eigenschaften von Kristallen in starkem Maße von der Orientierung, d. h. der Lage des Atomgitters zur Zugrichtung, abhängig sind, kommen jedoch für einen genaueren Vergleich nur die Kurven ähnlich orientierter Kristalle in Betracht. Um den kristallographischen Beziehungen noch weiter gerecht zu werden, sind außerdem in Abb. 22 und 23 nicht Zugspannungen σ aufgetragen, sondern diese sind auf die in den Gleitsystemen wirksamen Schubspannungen τ reduziert, gemäß der bekannten Formel:

$$\tau = \sigma \cos\varrho \cdot \cos\varphi\,, \qquad (5)$$

worin ϱ der Winkel der Stabachse zur Gleitrichtung und φ der Winkel der Stabachse zur Gleitflächennormale ist. Dabei sind jedoch der Einfachheit halber die Orientierungsänderungen (im Mittel 3—4°) vernachlässigt, die während der Dehnung erfolgen. Da die Kristalle sich nicht in jedem Zustand wie einwandfreie Kristalle verhalten (siehe weiter unten), ist eine strenge Umrechnung auch nicht durchführbar.

Die Kurve des abgeschreckten (und innerhalb einer Stunde zerrissenen) Kristalls in Abb. 22 zeigt einen ähnlichen Verlauf wie die Kurven reiner Aluminiumkristalle, verläuft aber bei wesentlich höheren Spannungen. Eine Streckgrenze ist zwar vorhanden, da das Fließen ziemlich plötzlich einsetzt; sie ist aber insofern nicht scharf ausgeprägt, als sofort eine starke Verfestigung erfolgt. Die Kurven der gelagerten und bei Temperaturen bis 200°, $^1/_2$ st angelassenen Kristalle zeigen dagegen meistens eine ganz ausgeprägte und gegenüber dem abgeschreckten Zustande wesentlich erhöhte Streckgrenze. Auch der gesamte Kurvenverlauf ist erhöht, jedoch nicht in gleichem Maße wie die Streckgrenze. Infolgedessen sind die Unterschiede in den Streckgrenzen der verschieden behandelten Kristalle wesentlich größer als etwa in den Festigkeiten. Dabei steigen die Streckgrenzen, deren Abhängigkeit von der Behandlung in Abb. 24 besonders wiedergegeben ist, und die Festigkeit durch das 3tägige Lagern zunächst stark an, werden dann eigentümlicherweise durch Anlassen auf 50° $^1/_2$ st erniedrigt[1] und durch Anlassen auf 100° $^1/_2$ st wieder erhöht, aber in dieser kurzen Zeit nicht mehr bis auf die Werte der gelagerten Kristalle. Anlassen über 100° bewirkt dann erneut einen mit der Höhe der Anlaßtemperatur bis 200° zunehmenden Abfall der Streckgrenze und Festigkeit.

Beim Anlassen auf 250°, $^1/_2$ st, ist dann der Kurvenverlauf plötzlich ganz verändert. Die Streckgrenze ist verwischt, der übrige Kurvenverlauf wie bei feinkristallinem Material stark gekrümmt. Die Streckgrenze läßt sich daher nicht mit Sicherheit angeben, und in Abb. 24 ist aus diesem Grunde als „Streckgrenze" der Spannungswert bei einer Gesamtdehnung von 0,5% gewählt worden. Diese Streckgrenze, sowie auch die Festigkeit der bei 250°, $^1/_2$ st angelassenen Kristalle (vgl. Tafel 2) sind nun nicht unwesentlich erhöht gegenüber den Werten bei 200°, $^1/_2$ st, ganz in Übereinstimmung mit dem Befund an feinkristallinem Werkstoff in Abb. 2. Anlassen auf 300°, $^1/_2$ st, bewirkt wieder einen Abfall der Streckgrenze und Festigkeit. Die Streckgrenze ist ausgeprägter als bei 250°, der Kurvenverlauf erscheint auch nicht mehr in dem Maße gekrümmt. In diesen beiden Fällen brachen alle Kristalle ohne Lastabfall und Einschnürung, im Gegensatz zu den anders behandelten Kristallen.

Nach dem Anlassen bei 400°, $^1/_2$ st, ist die Kurve ganz ähnlich wie in abgeschrecktem Zustande. Da die Kristalle an der Luft abgekühlt wurden und vor dem Zerreißen 2 Tage lagerten, und in früheren Versuchen halb so hohe Werte der Streckgrenze nach sorgfältigem Ausglühen (400° $^1/_2$ st; 300° $^1/_2$ st) festgestellt sind[1], ist hier offenbar wieder eine geringe Veredelung eingetreten.

In einer zweiten Versuchsreihe, Abb. 23, wurden einige Kristalle (nach dreitägigem Lagern) bei 155°, 18 st und davon die Hälfte bei 200°, 24 st geglüht. Die Kurven der bei 155° angelassenen Kristalle verlaufen nunmehr bei sehr hohen Spannungen und zeigen ebenfalls eine ausgesprochene Streckgrenze. Nach dem Anlassen bei 200° ist dagegen die Streckgrenze stark verwischt, der Kurvenverlauf erniedrigt und stark gekrümmt.

Diese Änderungen des Kurvenverlaufs weisen darauf hin, daß bei den Kristallen, die im Gebiete inhomogener Ausscheidung angelassen werden, starke Störungen des kristallographischen Gleitvorgangs vorliegen. Diese machen sich auch in der Geometrie des Verformungsvorgangs geltend. Wie eine photographische Wiedergabe der Querschnitte der zerrissenen Kristalle in Abb. 25 zeigt, wird nämlich der Querschnitt zwar bei den abgeschreckten und niedrig angelassenen Kristallen elliptisch, so wie es bei ungestörter, kristallographischer Gleitung auf einem Gleitsystem der Fall sein sollte. Nach dem Anlassen bei Temperaturen, bei denen nach den Röntgenaufnahmen (Abb. 6—15) Ausscheidungen in stärkerem Maße eingetreten sind, bleibt dagegen der Querschnitt beim Zerreißversuch rund. Ferner trat auch bei den niedrig angelassenen Proben in der Regel die bei störungsfreiem Gleiten auf einer Kristallfläche zu erwartende Vergrößerung einer Querschnittsdimension in geringem Maße ein. Auch ergibt sich aus Tafel 2, daß die Kristalle mit Ausscheidungen lange nicht die Orientierungsunterschiede der Streckgrenze und Festigkeiten aufweisen, wie die anderen Kristalle. Es sei ferner noch darauf hingewiesen, daß sich niedrig angelassene Kristalle bei der Rekristallisation nach dem Zerreißen ebenfalls wie ungestörte Kristalle verhalten, also erst bei hohen Temperaturen rekristallisieren. Hoch angelassene Kristalle rekristallisierten dagegen bei ebenso niedrigen Tempera-

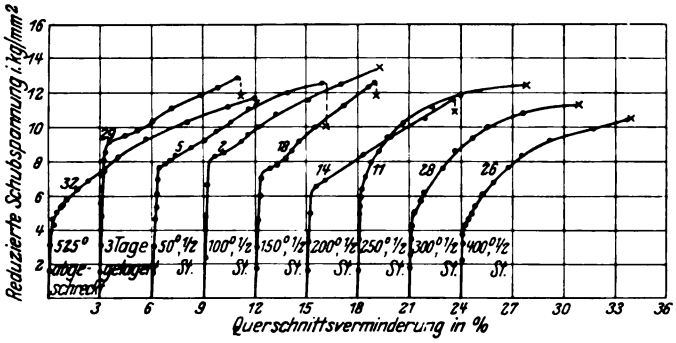
[1] Vgl. W. Fraenkel u. L. Marx: Z. Metallkunde 21, S. 2 bis 6 (1929); M. L. V. Gayler u. G. D. Preston, a. a. O.

[1] R. Karnop u. G. Sachs, a. a. O.

Digitized by Google

turen wie feinkristallines Material[1]. Die veredelten Kristalle verhalten sich schließlich auch in ihren elastischen Eigenschaften und bei Torsion ganz, wie es von einzelnen Kristallen zu erwarten ist[2].

Auf eine weitere Auswertung der Zugversuche nach kristallographischen Gesichtspunkten wurde angesichts dieser Störungen verzichtet.



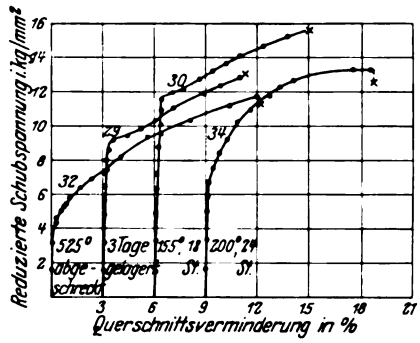


Abb. 22 und 23. Zugkurven von Kristallen einer Aluminiumlegierung nach verschiedener Behandlung.

Ausscheidung und Veredelung.

Schon ein Vergleich der Festigkeitseigenschaften von feinkristallinem Werkstoff in Abb. 2 mit den Ergebnissen der Röntgenuntersuchung in Abb. 16 läßt erkennen, daß die Ausscheidung in merklicher Menge offenbar erst nach Behandlungen auftritt, bei denen die Veredelung schon in starkem Maße eingetreten oder sogar wieder eine Entfestigung erfolgt ist. Ferner zeigt Abb. 2, daß die eigentliche Veredelung durch starke Erhöhung der Festigkeit ohne wesentliche Verminderung der Einschnürung und Dehnung gekennzeichnet ist. Mit der Ausscheidung tritt

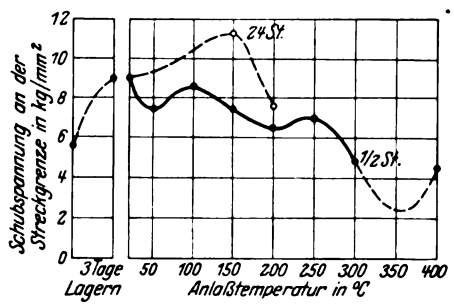


Abb. 24. Streckgrenze von Kristallen einer Aluminiumlegierung nach verschiedener Behandlung.

offenbar zunächst erneut eine Festigkeitserhöhung ein, die aber nun mit einem starken Abfall der Dehnung und Einschnürung verbunden ist.

Die Versuche an einzelnen Kristallen, Abb. 22 und 23, Tafel 2, bestätigen diese Feststellungen für deren Festigkeit und in gleicher Weise auch für deren Streckgrenze, Abb. 24. Obwohl die Kristalle insofern eine etwas andere Behandlung durchgemacht haben, als sie auch bei allen niedrigen Temperaturen mit angelassen wurden, während die feinkristallinen Proben nach dem Lagern unmittelbar die aus Abb. 2 ersichtliche Behandlung erlitten, ist die Übereinstimmung zwischen Kristallen und Haufwerkproben sehr weitgehend. Im ganzen liegen die Effekte bei den Kristallen um etwa 50° nach niedrigen Temperaturen hin verschoben. Dies dürfte teilweise auf die verschiedene Behandlung zurückzuführen sein. Jedoch scheint auch die Veredelung einzelner Kristalle früher vor sich zu gehen als die gleichbehandelter feinkristalliner Proben.

Aus den Zugkurven der Kristalle ergibt sich als unmittelbar beobachtbare Wirkung der Ausscheidungen in feinverteilter Form eine starke Steigerung der Verfestigung in den ersten Dehnungsstadien, und damit die Verwischung der Streckgrenze und der gekrümmte Kurvenverlauf. Diese Wirkung läßt sich ohne weiteres aus Störungen des kristallographischen Gleitvorganges verstehen, die sich stets in ähnlicher Form äußern[1]. Bemerkenswert erscheint aber dabei die Tatsache, daß erst erhebliche Mengen der Ausscheidung diese Veränderung der Kurvenform zu bewirken vermögen. Obwohl dem Röntgenbefund nach in den bei 200° ½ st und 155° 18 st angelassenen Kristallen die Ausscheidungen zu einem Bruchteil schon erfolgt sind, ist doch die Kurvenform kaum verändert. Über das Verhalten der Dehnung und Einschnürung kann den Versuchen an einzelnen Kristallen nichts Sicheres entnommen werden. Hierbei macht sich die starke Orientierungsabhängigkeit dieser Größen störend bemerkbar. Auch kommt ihnen anscheinend nicht die gleiche Bedeutung zu wie bei gewöhnlichem feinkristallinem Material.

Es unterliegt danach keinem Zweifel mehr, daß der Veredelungseffekt scharf von der mechanischen Wirkung feinverteilter kristallinischer oder subkristallinischer (amorpher) Ausscheidungen zu unterscheiden ist. Die Veredelung der untersuchten Aluminiumlegierung ist nach unseren Versuchen ein Vorgang, der sich bei unverändertem Mischkristallgitter abspielt, ohne daß bisher optisch oder röntgenoptisch irgendein Effekt nachweisbar ist.

Im übrigen sind die Gesetzmäßigkeiten der Eigenschaftsänderungen bei der Veredelung offenbar sehr verwickelt und bedürfen zu ihrer Aufklärung noch sehr eingehender Untersuchungen[2]. Eine einmal eingetretene Veränderung, etwa durch Lagern, bewirkt z. B. beim Anlassen auf erhöhte Temperaturen ganz andere Eigenschaftsänderungen als sofortiges Anlassen nach dem Abschrecken[3]. Bei kaltverformtem Material kann eine Veredelung anscheinend ganz ausbleiben, so daß als Wirkung

[1] R. Karnop u. G. Sachs, a. a. O.
[2] R. Karnop u. G. Sachs: Z. Phys. 53, S. 605—618 (1929).

[1] Vgl. M. Masima u. G. Sachs: Z. Phys. 50, S. 161—186 (1928).
[2] W. Fraenkel u. L. Marx, a. a. O.
[3] Vgl. auch M. L. V. Gayler u. G. D. Preston: Inst. Metals 1929, Vorbericht 489.

Digitized by Google

des Anlassens nur eine Erniedrigung der Einschnürung und Dehnung feststellbar ist. Die vorliegenden Versuche begründen auch die bekannten Unterschiede in den Eigenschaften solcher Legierungen, die bei niedrigen (Raumtemperatur) und bei hohen Temperaturen veredelt sind. Während bis etwa 100° auch bei sehr langer Anlaßdauer praktisch noch keine Ausscheidung erfolgt, ist diese bei 150° schon im Laufe eines Tages zu schätzungsweise 20% vor sich gegangen.

Ob auch bei anderen Stoffen eine Veredelung von dem Eintreten der Ausscheidungen isoliert werden kann, ist vorläufig nicht zu übersehen. Die bisher vorliegenden Beobachtungen lassen bei anderen Legierungen in der Regel eine Festigkeitserhöhung mit einer Verminderung des Formänderungsvermögens (Einschnürung und Dehnung) verbunden erscheinen. Dies würde aber darauf hindeuten, daß dann Ausscheidungen schon eingetreten sind, ähnlich wie auch hier bei 24stündigem Anlassen von feinkristallinem Material (Abb. 2) die Veredelung von der Wirkung der Ausscheidung schwer zu trennen ist.

Bei Kupfer-Aluminiumlegierungen muß jedenfalls in Übereinstimmung mit der Auffassung von Fraenkel[1] die Ursache der Veredelung in Vorgängen gesucht werden, die sich innerhab des Kristallgitters vor dem Austritt der $CuAl_2$-Moleküle abspielen[2]. Naheliegend ist es zunächst, an eine Vorbereitung der Ausscheidung innerhalb der festen Lösung zu denken, also etwa an das Zusammenwandern der zur Verbindungsbildung benötigten Atome[3] und an die Häufung mehrerer solcher Atomkomplexe an gewissen Gitterstellen. Von diesem Gesichtspunkt aus dürfte vor allem die Feststellung von Bedeutung sein, ob die Ausscheidungen zunächst so fein sind, daß sie geradezu als einzelne Moleküle angesprochen werden können, oder ob größere Atomkomplexe zur Ausscheidung gelangen.

Welcher Art diese Vorgänge sind, wird sich schwer feststellen lassen, solange nicht ein Mittel gefunden ist, die feineren Baueinzelheiten eines Kristallgitters festzustellen. In dieser Hinsicht versprechen Röntgenuntersuchungen immer noch in erster Linie Erfolg, obwohl zur Zeit die Verfahren der Röntgenphysik noch zu unempfindlich sind. Die Verfolgung anderer „integraler" Eigenschaften, wie z. B. der elektrischen Leitfähigkeit, kann dagegen zwar als empfindliches Reagens anzeigen, daß etwas geschieht, gibt jedoch über die Natur der Vorgänge keinen Aufschluß.

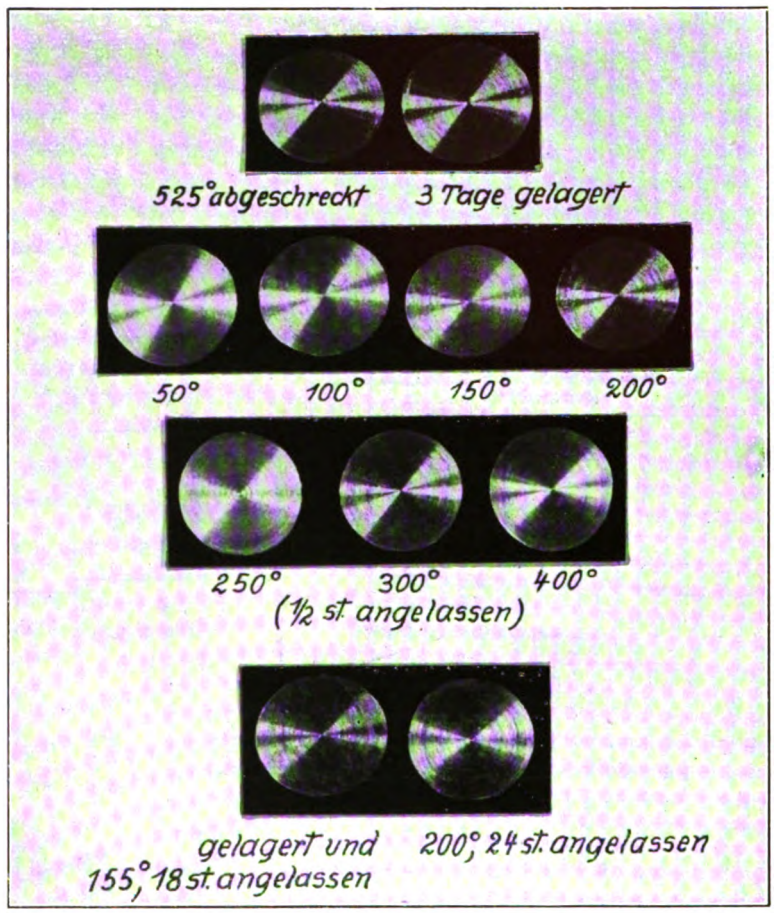


Abb. 25. Querschnitte zerrissener Kristalle einer Aluminiumlegierung mit 5% Kupfer nach verschiedener Wärmebehandlung (5 × vergrößert).

Für eine weitere Einsicht in den Veredelungsvorgang wird jedenfalls die Feststellung feinbaulicher Einzelheiten von erheblicher Bedeutung sein.

Für die Unterstützung der vorliegenden Untersuchung sind wir der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zu Danke verpflichtet.

[1] a. a. O.

[2] Gegen die noch mögliche Annahme, daß bereits so geringe Ausscheidungen, wie sie sich der Beobachtung entziehen, die Veredelung bewirken, spricht besonders die Größenabhängigkeit des Veredelungseffektes von der Übersättigung (Zusammensetzung und Abschrecktemperatur). Vgl. M. Hansen: Naturwissensch. 16, S. 417—419 (1928).

[3] Vgl. W. Guertler: Z. Metallkunde 21, S. 5—6 (1929).

Schmiedespannungen, Vergütungsspannungen und Wärmespannungen.

Von **G. Sachs**[1].

Eine wichtige Aufgabe der Materialprüfung ist die nachträgliche Feststellung der Behandlung, welche ein Werkstück erlitten hatte. Die gewöhnlichen mechanischen, metallographischen und chemischen Prüfungen reichen vielfach zur Lösung dieser Aufgabe nicht aus, und es liegt daher ein Bedürfnis nach weiteren Hilfsverfahren vor.

Ein solches Prüfverfahren könnte etwa daraus entwickelt werden, daß die nach Kaltverformungen und Wärmebehandlungen in einem Körper zurückbleibenden Eigenspannungen eine für die vorangegangene Behand-

[1] Original: Metallwirtsch. 8, S. 343—347 (1929).

Digitized by Google

lung kennzeichnende Verteilung zeigen. Es ist z. B. bekannt, daß die Spannungen in gezogenem, gewalztem und abgeschrecktem Material ganz verschiedenartig ausfallen. Eine vom Verfasser ausgearbeitete Versuchsmethode gestattet nun, bei zylindrischen Körpern den Spannungszustand praktisch vollständig zu bestimmen[1]. Auf diesem Wege wurde daher die Entstehung von Spannungen in geschmiedetem und verschiedener Wärmebehandlung unterworfenem Stahl untersucht. Die beim Ausbohren von Probeabschnitten auftretenden Veränderungen der Länge und des Durchmessers sowie die daraus zu erschließenden Spannungsverteilungen erwiesen sich in der Tat für verschiedene Behandlungen eines Werkstoffes in kennzeichnender Weise unterschieden. Damit ist eine neue Möglichkeit eröffnet, die Vorgeschichte eines Werkstoffes festzustellen.

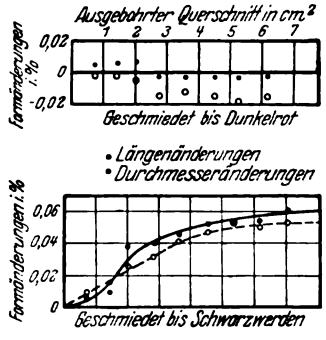


Abb. 1 u. 2. Formänderungen beim Ausbohren geschmiedeter Proben.

ben, wie Abb. 1 zeigt, keine merklichen Spannungen zurück, wenn beim Aufhören der Bearbeitung das Werkstück noch glüht. Dagegen entstehen hohe „Schmiedespannungen", wenn das Schmieden bis zum Erkalten fortgesetzt wird. Obwohl beim vorliegenden Versuch die Streckung nach dem Aufhören des Glühens kaum merklich war, war die Oberfläche nach Tafel 1 schon deutlich verfestigt und beim Ausbohren traten nach Abb. 2 erhebliche Formänderungen ein. Die Länge und der Durchmesser vergrößerten sich dauernd, und zwar die Länge am stärksten in der Mitte der Bearbeitung, der Durchmesser zu Beginn. Daraus ergibt sich der Spannungsverlauf nach Abb. 3. In der Achse sind Zugspannungen in der Längsrichtung über 25 kg/mm² und in der Querrichtung über 10 kg/mm² entstanden. An der Außenseite waren sowohl in der Längsrichtung als in

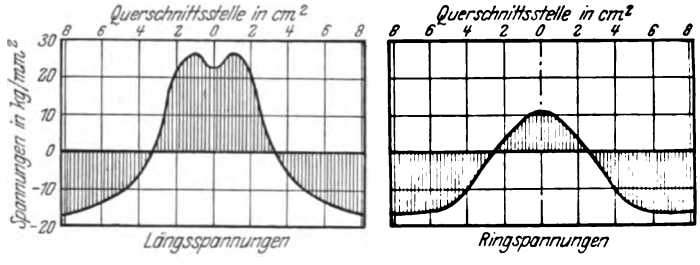


Abb. 3. Eigenspannungen in einer zu kalt geschmiedeten Rundstange.

Zu den Versuchen dienten Stangen von 40 mm ⌀ aus geglühtem Kohlenstoffstahl mit 0,55% C. Die Stangen wurden zu den Versuchen auf 35 mm Durchmesser abgedreht. Verschieden behandelte Probekörper von 120 mm Länge wurden auf 60 mm Länge allmählich ausgebohrt. Nach jedem Span wurden die Längenänderungen einer Meßlänge von 40 mm mittels eines Komparators und die Durchmesseränderungen mit Hilfe einer Mikrometerschraube bestimmt. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tafel 1, aus der auch die Behandlung der einzelnen Proben hervorgeht, und in Abb. 1 bis 19 zusammengestellt. Die Meßgenauigkeit der Versuche war infolge der Schwierigkeit, saubere und gut meßbare Marken auf dem Stahl anzubringen, nicht sehr hoch. Sie betrug im Durchschnitt etwa $\pm$0,002 mm $= \pm$0,005% und entspricht $\pm$1 kg/mm² Eigenspannungen. Soweit die Formänderungen über die Meßgenauigkeit hinausgingen, wurde die Spannungsverteilung in der früher angegebenen Weise ausgerechnet.

Schmieden.

Zwei Probeabschnitte wurden auf eine Länge von rd. 100 mm mit der Hand von 35 auf 33—33,5 mm ⌀ heruntergeschmiedet. Bei dem einen wurde das Schmieden bei Dunkelrotglut, beim anderen erst nach dem Schwarzwerden eingestellt. Nach dem Schmieden bleider Umfangsrichtung (Ringspannungen) Druckspannungen um 17 kg/mm² vorhanden.

Härten.

Eine Stange von 1 m Länge wurde von 850 °C in Öl abgeschreckt[1]. Beim Ausbohren vergrößerte sich nach Abb. 4 die Länge der Probe gleichmäßig, während der Durchmesser zuerst stark abnahm und dann wieder zunahm. Die daraus berechneten „Umwandlungsspannungen" sind nach Abb. 9 verhältnismäßig gering und bleiben durchweg unter 20 kg/mm². Die Verteilung der Längsspannungen ist in manchen Punkten ähnlich wie in der geschmiedeten Probe. Die Verteilung der Ringspannungen ist dagegen eine ganz andere und dadurch gekennzeichnet, daß sowohl außen wie innen Druckspannungen und nur in einer mittleren Schicht Zugspannungen vorliegen.

Vergüten.

Eine Anzahl von Abschnitten der in Öl abgeschreckten Stange wurde durch halbstündiges Anlassen bei verschiedenen Temperaturen vergütet und im Ofen langsam erkalten gelassen. Der Verlauf der Formänderungen beim Ausbohren ist nach Abb. 5—7 ganz ähnlich geblieben wie bei der abgeschreckten Probe, nur ihre Größe ist entsprechend der Höhe der Anlaßtemperatur verringert. Nach dem Anlassen bei 600° traten entsprechend Abb. 8 beim Ausbohren keine Formänderungen mehr auf. Die Spannungsverteilung ist daher, wie Abb. 10—12

[1] G. Sachs: Z. Metallkunde 19, S. 352/57 (1927). Hier sind nur Längs- und Umfangsspannungen errechnet worden, da die Radialspannungen in der Regel ohne Bedeutung sind. Der Elastizitätsmodul ist hier mit 20000 kg/mm², die Querdehnungszahl mit 0,3 angenommen.

[1] Eine von 830° in Öl abgeschreckte Probe verhielt sich in bezug auf die Spannungsverteilung und Härte ganz ähnlich.

Digitized by Google

Tafel 1.

Ergebnisse von Versuchen zur Bestimmung von Eigenspannungen in Rundstangen aus Stahl mit 0,55% C.

Behandlung	Außenquerschnitt mm²	Ausgebohrter Querschnitt f mm²	Längenänderung %	Durchmesseränderung %	Bemerkungen
Anlieferung (geglüht)	957,7	70,9	$-0{,}00_1$	$-0{,}00_3$	Härte $H_{5/750/30}$:
		147,4	$+0{,}00_1$	0	Kern: 198
		206,1	$+0{,}00_1$	$+0{,}00_3$	Mittelzone: 198
		280,6	0	$+0{,}00_3$	Rand: 203
		363,1	0	0	Mittel: 200
		452,4	$+0{,}00_3$	0	
		531,0	$+0{,}00_2$	$-0{,}00_3$	
		620,2	0	0	
Geschmiedet bis dunkelrot von 35 mm ⌀ auf 33 mm ⌀	774,4	70,9	$+0{,}00_4$	$-0{,}00_3$	$H_{5/750/30}$:
		143,1	$+0{,}00_5$	$-0{,}00_3$	Kern: 203
		201,1	$+0{,}00_6$	$-0{,}00_6$	Mittelzone: 201
		277,6	$-0{,}00_3$	$-0{,}01_6$	Rand: 204
		359.7	$-0{,}00_4$	$-0{,}01_3$	
		450,0	$-0{,}00_4$	$-0{,}01_6$	
		526,9	$-0{,}00_4$	$-0{,}01_9$	
		615,8	$-0{,}00_3$	$-0{,}01_6$	
Geschmiedet bis Schwarzwerden von 35 mm ⌀ auf 33,5 mm ⌀	807,3	70,9	$+0{,}00_5$	$+0{,}00_9$	$H_{5/750/30}$:
		145,3	$+0{,}00_9$	$+0{,}01_6$	Kern: 202
		201,1	$+0{,}03_8$	$+0{,}02_5$	Mittelzone: 205
		283,5	$+0{,}03_9$	$+0{,}03_1$	Rand: 219
		363,1	$+0{,}04_5$	$+0{,}04_1$	
		452,4	$+0{,}05_2$	$+0{,}04_7$	
		530,9	$+0{,}05_3$	$+0{,}05_3$	
		615 8	$+0.05_4$	$+0{,}05_0$	
		706.9	$+0\ 06_1$	$+0{,}05_3$	
Abgeschreckt von 850° in Öl	951,7	72,4	$+0{,}01_5$	$-0{,}01_1$	$H_{5/750/30}$:
		145,4	$+0.00_9$	$-0{,}02_6$	Kern: 266
		207,4	$+0.01_7$	$-0{,}02_3$	Mittelzone: 275
		291,0	$+0\ 03_6$	$-0{,}03_4$	Rand: 292
		366,4	$+0{,}04_5$	$-0{,}04_0$	Mittel: 278
		456,2	$+0{,}05_9$	$-0{,}03_7$	
		531.0	$+0{,}06_5$	-0.03_7	
		622,4	$+0{,}06_5$	-0.03_4	
Abgeschreckt in Öl und angelassen 200°, ½ Stunde	943,5	72,4	$+0.00_4$	$-0{,}01_4$	$H_{5/750/30}$:
		138,9	$+0{,}01_6$	$-0{,}01_4$	Kern: 266
		193,6	$+0{,}02_3$	$-0{,}02_6$	Mittelzone: 273
		277,6	$+0{,}02_7$	$-0{,}02_6$	Rand: 288
		363,1	$+0{,}03_4$	$-0{,}03_2$	Mittel: 276
		448,6	$+0{,}04_8$	$-0{,}02_6$	
		526,9	$+0{,}05_9$	$-0{,}02_0$	
		607,0	$+0{,}06_8$	$-0{,}01_4$	
		683,5	$+0{,}08_1$	0	
		779,3	$+0{,}10_3$	$-0{,}01_4$	
Abgeschreckt in Öl und angelassen 350°, ½ Stunde	952,2	72,4	$+0{,}00_4$	$-0{,}01_2$[1]	$H_{5/750/30}$:
		148,5	$+0{,}00_6$	$-0{,}01_7$	Kern: 268
		206,1	$+0{,}01_2$	$-0{,}02_0$	Mittelzone: 278
		283,5	$+0{,}02_0$	$-0{,}02_3$	Rand: 275
		363,1	$+0{,}02_2$	$-0{,}02_3$	Mittel: 274
		452,3	$+0{,}02_9$	$-0{,}01_2$	
		530,9	$+0{,}03_0$	$-0{,}01_7$	
		615,8	$+0{,}03_6$	$-0{,}01_2$	
		706,9	$+0{,}04_0$	$-0{,}00_6$	
		834,7	$+0{,}05_4$	$-0{,}00_3$	

[1] Durchmesseränderungen zu korrigieren um $+0{,}00_6$ % (vgl. Abb. 6).

Behandlung	Außenquerschnitt mm²	Ausgebohrter Querschnitt f mm²	Längenänderung %	Durchmesseränderung %	Bemerkungen
Abgeschreckt in Öl und angelassen 450°, ½ Stunde	958,2	70,9	0	$-0{,}01_1$[1]	$H_{5/750/30}$:
		143,1	$+0{,}00_4$	$-0{,}01_1$	Kern: 261
		201,1	$+0{,}00_7$	$-0{,}01_4$	Mittelzone: 261
		283,5	$+0{,}00_1$	$-0{,}01_7$	Rand: 278
		363,1	$+0{,}00_7$	$-0{,}01_7$	Mittel: 267
		452,1	$+0{,}00_8$	$-0{,}01_7$	
		530,9	$+0{,}01_1$	$-0{,}01_7$	
		615,8	$+0{,}01_8$	$-0{,}01_4$	
Abgeschreckt in Öl und angelassen 600°, ½ Stunde	934,1	72,4	$+0{,}00_2$	0	$H_{5/750/30}$:
		148,5	$+0{,}00_1$	0	Kern: 224
		207,4	$-0{,}00_3$	0	Mittelzone: 227
		286,5	$+0{,}00_3$	$+0{,}00_3$	Rand: 234
					Mittel: 229
Geglüht 600°, ½ Stunde und an der Luft erkaltet	956,6	70,9	0	$+0{,}00_6$	$H_{5/750/30}$: 199
		147,4	$+0{,}00_6$	$+0{,}00_3$	
		206,1	$+0{,}00_2$	$+0{,}00_3$	
		280,6	$+0{,}00_5$	$+0{,}00_3$	
		363,1	$+0{,}00_4$	$-0{,}00_3$	
		452,4	$+0{,}00_3$	0	
		530,9	$+0{,}00_5$	0	
		622,4	$+0{,}00_3$	$-0{,}00_3$	
Geglüht 600° ½ Stunde und in Öl abgeschreckt	958,2	70,9	$-0{,}00_5$	$-0{,}00_3$	$H_{5/750/30}$: 200
		147,4	$-0{,}00_3$	0	
		206,1	$-0{,}00_2$	$-0{,}00_6$	
		283,5	$-0{,}00_2$	$-0{,}00_3$	
		363,1	$-0{,}00_2$	$-0{,}00_3$	
		452,4	$-0{,}00_4$	$-0{,}00_9$	
		530,9	$-0{,}00_1$	$-0{,}01_2$	
		615.8	$-0{,}00_2$	$-0{,}00_3$	
Geglüht 600°, ½ Stunde und in Wasser abgeschreckt	955,6	70,9	$+0{,}01_0$	$+0{,}00_9$	$H_{5/750/30}$: 203
		145,3	$+0{,}01_4$	$+0{,}01_1$	
		213,8	$+0{,}03_3$	$+0{,}02_9$	
		291,0	$+0{,}04_3$	$+0{,}03_2$	
		373,3	$+0{,}05_4$	$+0{,}04_6$	
		458,1	$+0{,}05_7$	$+0{,}05_7$	
		531,0	$+0{,}06_8$	$+0{,}06_9$	
		615,8	$+0{,}07_3$	$+0{,}07_7$	
		706,9	$+0{,}08_5$	$+0{,}08_3$	
		804,2	$+0{,}09_4$	$+0{,}08_$	
		850,1	$+0{,}10_0$	$+0{,}09_5$	
Geglüht 675°, ½ Stunde und in Öl abgeschreckt	955,5	70,9	$+0{,}00_0$	$+0{,}00_3$	$H_{5/750/30}$: 189
		143,1	$+0{,}00_3$	$+0{,}00_3$	
		201,1	$+0{,}01_1$	$+0{,}00_9$	
		283,5	$+0{,}00_8$	$+0{,}00_6$	
		363,1	$+0{,}01_4$	$+0{,}00_9$	
		452,4	$+0{,}01_9$	$+0{,}01_1$	
		531,0	$+0{,}02_0$	$+0{,}01_4$	
		620,2	$+0{,}02_6$	$+0{,}01_7$	
		702,2	$+0{,}02_9$	$+0{,}02_3$	
		799,2	$+0{,}03_5$	$+0{,}02_6$	
Geglüht 825° ½ Stunde und an der Luft erkaltet	952,8	70,9	$-0{,}00_3$	$-0{,}00_9$	$H_{5/750/30}$: 190
		143,1	$-0{,}00_1$	0	
		201,1	$+0{,}00_1$	$-0{,}00_9$	
		271,7	$+0{,}00_1$	$-0{,}00_6$	
			$-0{,}00_1$	$-0{,}00_4$	

[1] Durchmesseränderungen zu korrigieren um $+0{,}00_8$ % (vgl. Abb. 7).

Digitized by Google

zeigen, ebenfalls ganz ähnlich geblieben wie in der abgeschreckten Probe.

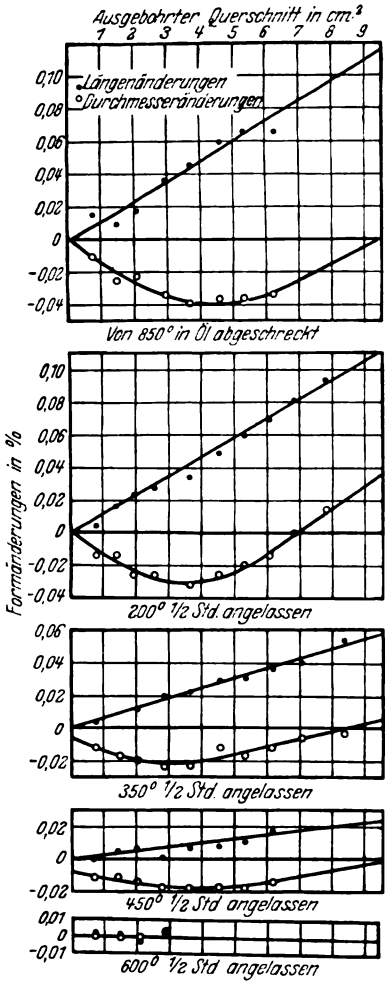


Abb. 4 bis 8. Formänderungen beim Ausbohren von Proben, von 850° in Öl abgeschreckt und bei verschiedenen Temperaturen angelassen.

Zur zahlenmäßigen Beurteilung der Anlaßwirkung sind in Abb. 13 die jeweils größten Zugspannungen aufgetragen. Die Größe der „Vergütungsspannungen" wird danach von 250° ab schnell geringer; durch Anlassen oberhalb 500° sind die Eigenspannungen praktisch beseitigt. Die in Abb. 13 ebenfalls eingetragene Härte ändert sich dagegen erst oberhalb 450° in stärkerem Maße. Nach den Versuchen von Heyn[1] ist auch die Anlaßwirkung auf die durch Kaltverformung hervorgerufenen Reckspannungen ähnlich wie hier auf die Vergütungsspannungen.

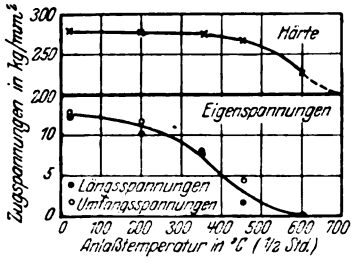


Abb. 13. Größte Zugspannungen in gehärtetem (850° in Öl) und angelassenem Stahl (0,55 % C) im Vergleich zur Härte.

Verschiedenartige Abkühlung.

Schließlich wurden noch Proben eine halbe Stunde lang auf 600° gebracht und in verschiedener Weise abgekühlt. Ebenso wie bei der angelieferten Stange (Tafel 1) traten weder nach Abkühlung in freier Luft, Abb. 14, noch sogar nach Abschrecken in Öl, Abb. 15, merkliche Formänderungen beim Ausbohren auf. Dagegen bewirkte Abschrecken in Wasser, wie aus Abb. 16 hervorgeht, daß beim Ausbohren starke und gleichmäßige Vergrößerungen der Länge und des Durchmessers entstanden. Die daraus berechnete Verteilung der „Wärmespannungen" zeigt Abb. 17. Sowohl in der Längsrichtung als auch in der Umfangsrichtung treten erhebliche Zugspannungen in der Stabachse auf. Nach der Oberfläche zu nehmen die Zugspannungen zunächst ganz gleichmäßig ab und gehen dann in Druckspannungen über. Die größten Zugspannungen sind mit fast 30 kg/mm²

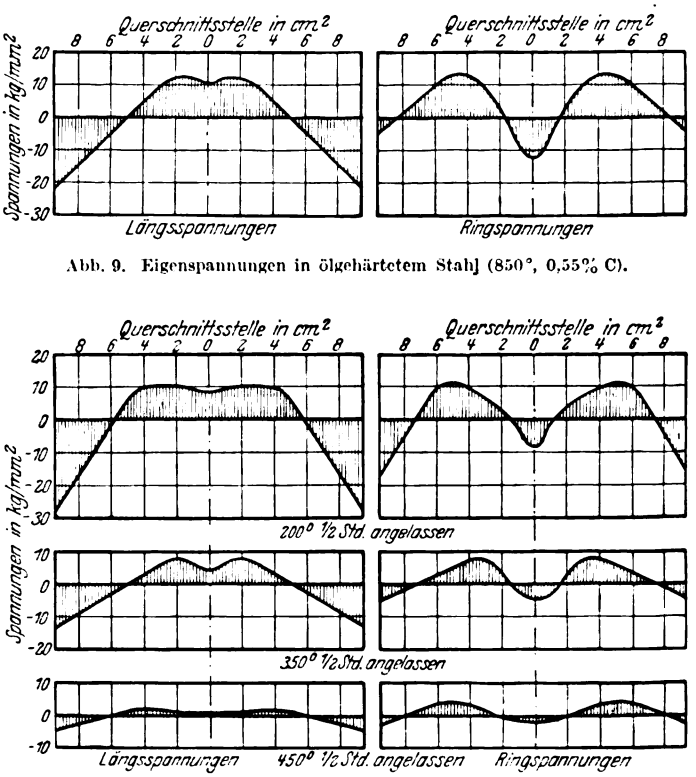


Abb. 9. Eigenspannungen in ölgehärtetem Stahl (850°, 0,55% C).

Abb. 10 bis 12. Eigenspannungen in vergütetem Stahl.

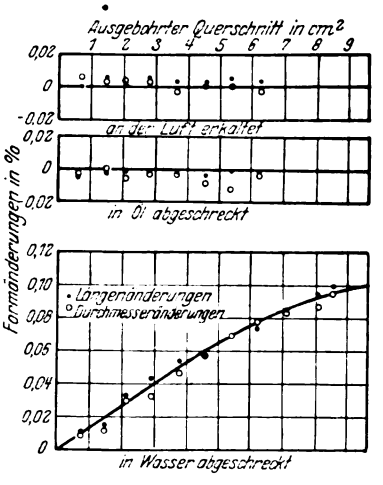


Abb. 14 bis 16. Formänderungen von Proben, die von 600° in verschiedener Weise abgekühlt sind.

[1] E. Heyn: Mitt. Materialprüfungsamt 37, S. 2, 25 (1917).

Digitized by Google

nach dem Abschrecken von 600° in Wasser erheblich größer als nach dem Abschrecken von 850° in Öl (rund 20 kg/mm²).

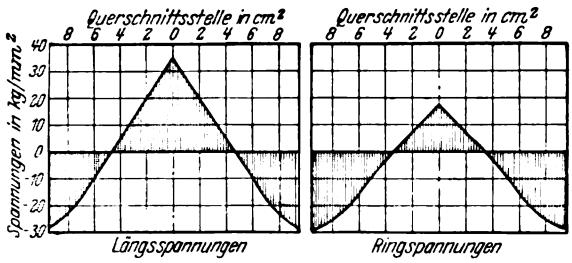


Abb. 17. Eigenspannungen in Stahl, von 600° im Wasser abgeschreckt.

Weiterhin wurde eine Probe von 675° in Öl abgeschreckt. Nunmehr sind Spannungen bis etwa ±10kg/mm² entstanden. Sie weisen nach Abb. 18 und 19 eine ähnliche Verteilung wie in der von 600° in Wasser abgeschreckten Probe auf, ihre Größe erreicht aber nur etwa ein Drittel von diesen. In einer von 825° an der Luft erkalteten Probe blieben schließlich nach Abb. 20 keine merklichen Spannungen zurück.

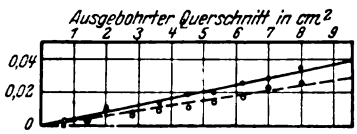


Abb. 18. Formänderungen einer von 675° in Öl abgeschreckten Probe.

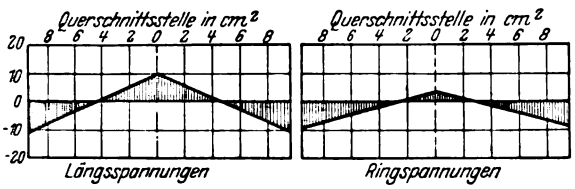


Abb. 19. Spannungen in einer von 675° in Öl abgeschreckten Probe.

Versuche über die Entstehung von Wärmespannungen durch Abschrecken von 600° sind schon von Heyn[1] angestellt worden. Die von ihm mitgeteilten Längsspannungen zeigen eine ganz gleichartige Verteilung wie die hier festgestellten, sind aber noch wesentlich größer, — besonders bei Berücksichtigung des Umstandes, daß sein Verfahren zu niedrige Werte ergibt.

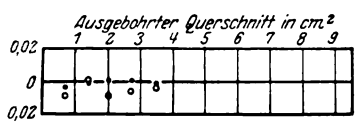


Abb. 20. Formänderungen in einer von 825° an der Luft erkalteten Probe.

Vergleich der Wirkung verschiedener Behandlungen.

Während z. B. in gezogenen Stangen an der Oberfläche sowohl in der Längsrichtung als auch in der Umfangsrichtung stets Zugspannungen vorhanden sind[2], treten bei geschmiedeten, bei abgeschreckten und bei vergüteten Stangen an der Oberfläche Druckspannungen auf. Abgesehen davon haben aber die durch die verschiedenen hier untersuchten Behandlungen hervorgerufenen Spannungszustände, wie ein Vergleich der Abb. 2, 5 und 16 lehrt, wenig gemeinsame Züge.

Noch schärfer ergibt sich aber, wie Abb. 1, 4 und 15 zeigen, die verschiedenartige Wirkung des zu kalten Schmiedens, des Abschreckens in Öl von Temperaturen oberhalb der Umwandlung und des Abschreckens in Wasser von Temperaturen unterhalb der Umwandlung, unmittelbar aus dem Verlauf der beim Ausbohren entstehenden Formänderungen.

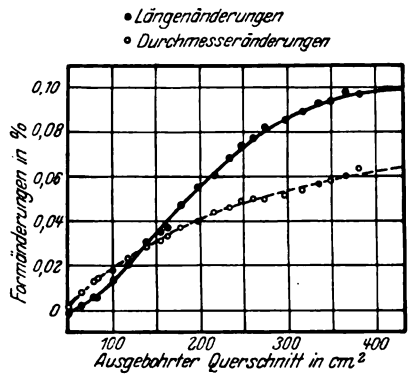


Abb. 21. Formänderungen beim Ausbohren einer mit Eigenspannungen behafteten Hohlstange.

Die Allgemeingültigkeit dieser Ergebnisse muß natürlich erst durch weitere, umfangreichere Untersuchungen in größerem Maßstabe nachgewiesen werden. Durch die vorliegenden Versuche eröffnet sich jedoch die grundsätzliche Möglichkeit, aus den Veränderungen von Probeabschnitten beim Ausbohren die vorangegangene Behandlung festzustellen. Z. B. entstanden beim Ausbohren eines Probeabschnittes von 1,1 m Länge einer Rundstange von 23 cm Durchmesser, die innen eine nachträgliche Bohrung von 8 cm Durchmesser aufwies,

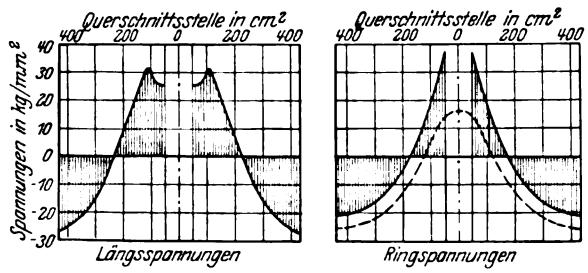


Abb. 22. Eigenspannungen in einer Rundstange aus Tiegelstahl mit Längsbohrung. (— — — Wahrscheinliche Verteilung der Ringspannungen vor dem Ausbohren.)

die in Abb. 21 wiedergegebenen Formänderungen. Hieraus wurde ein Spannungszustand nach Abb. 22 errechnet. Diese Formänderungen und Spannungen zeigten nun sowohl in der Verteilung als auch in den Größenverhältnissen eine Ähnlichkeit mit den Formänderungen, Abb. 2, und Spannungen, Abb. 3, der geschmiedeten Probe. Allerdings scheinen die Umfangsspannungen im Innern in beiden Fällen einen verschiedenen Verlauf aufzuweisen. Dieser Unterschied ergibt sich aber zwangsläufig daraus, daß die geschmiedete Probe voll, die untersuchte Rundstange hohl war. In der Achse einer vollen Rundstange sind nämlich die Spannungen in radialer Richtung ebenso groß wie die in der Umfangsrichtung. Wird eine solche Stange durchbohrt, so verschwinden die Radialspannungen an der Innenseite voll-

[1] a. a. O.

[2] G. Sachs: Z. V. d. I. 71, S. 1511/16 (1927).

Digitized by Google

ständig, während die Tangentialspannungen entsprechend größer werden. Berechnet man also nach den Angaben der Tafel 1 die Spannungsverteilung, die nach einer vorgenommenen Bohrung herrscht, so erhält man in allen Fällen wesentlich größere Umfangsspannungen im Innern als bei der vollen Probe. Umgekehrt errechnet sich für die hohle Stange vor dem Ausbohren aus dem Verlauf der Formänderungen in Abb. 21 etwa die in Abb. 22 gestrichelt eingezeichnete Verteilung der Umfangsspannungen. Diese stimmt nun einigermaßen gut mit der Spannungsverteilung in der geschmiedeten Probe überein. Dagegen ist etwa das Verhalten der vergüteten Proben (Abb. 4—12) ein ganz anderes. Ob hieraus allerdings der naheliegende Schluß gezogen werden kann, daß die Eigenspannungen in dem untersuchten Hohlzylinder auf zu kaltes Verschmieden zurückzuführen sind, muß noch dahingestellt bleiben. Die hier mitgeteilten ersten Ergebnisse bedürfen natürlich noch einer ausgedehnten Erweiterung, ehe etwa an die Verwendung dieses Verfahrens für Prüfzwecke gedacht werden kann. Als gelegentliches Hilfsmittel wird es aber vielleicht schon jetzt seine Dienste tun.

Die Durchführung der Versuche lag in Händen von Herrn Böhme, dem hierfür bestens gedankt sei.

Der Einfluß des Einwalzens von Rohren auf gewöhnliches Kesselblech und auf Izett-Blech.

Von **O. Bauer** und **H. Arndt**[1].

a) Die Ausgangsmaterialien.

Zur Verfügung standen:

I. ein gewöhnliches Kesselblech (Feuerblech) und

II. ein Blech von Izett-Material (Krupp).

Die Blechstärke betrug in beiden Fällen 16 mm.

In Abb. 1 sind Längs- und Querschliffe *L* und *Q* der beiden Ausgangsmaterialien, nach Ätzung mit Kupferammoniumchlorid, im Lichtbild wiedergegeben. Zonenbildung infolge von Seigerung war nicht vorhanden, vereinzelt traten schwache Seigerungsstreifen auf, wie sie in Flußstahl fast stets vorzukommen pflegen. Beide Bleche enthielten nichtmetallische Einschlüsse; das gewöhnliche Kesselblech I in etwas reichlicherem Maße als das Izett-Blech II. Abb. 2 zeigt solche Einschlüsse im ungeätzten Längsschliff des Bleches I und Abb. 3 im Längsschliff des Bleches II (Izett).

In Abb. 4 und 5 ist das Kleingefüge der beiden Materialien I und II wiedergegeben. Abb. 4 ist aus dem Längsschliff des Bleches I und Abb. 5 aus dem Querschliff des Bleches II (Izett) entnommen. In beiden Fällen handelt es sich um kohlenstoffarme, also um „weiche" Bleche.

Zugversuche ergaben die in Zahlentafel 1 mitgeteilten Werte.

Zahlentafel 1. Zugfestigkeit der Kesselbleche I und II.

Material	Proben entnommen in der	Bruchgrenze kg/qmm	Dehnung für Meßlänge $= 11{,}3\sqrt{f}$ $= 20$ cm %
I. Gewöhnliches Blech (Feuerblech)	Walzrichtung *L*	34,7	30,6
	Quer zur Walzrichtung *Q*	36,5	29,0
II. Izett-Blech	Walzrichtung *L*	35,8	26,0
	Quer zur Walzrichtung *Q*	35,2	26,0

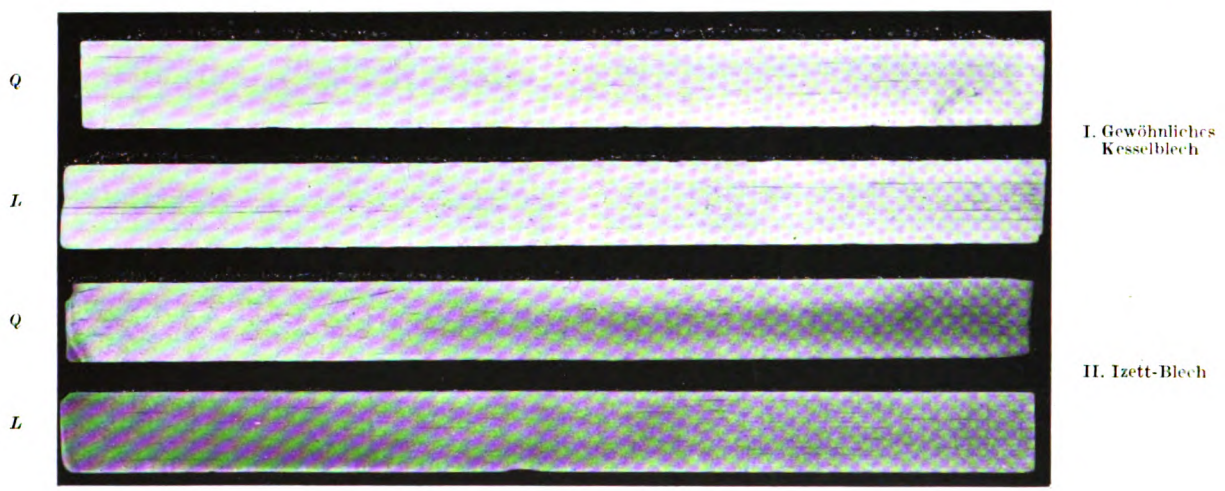


Abb. 1.

b) Berohrung und Wärmebehandlung.

Für die Berohrung wurden die beiden Bleche I und II in je 3 Felder unterteilt (s. Abb. 6). In die Felder wurden, wie im Kesselbau üblich, in 4 Reihen Löcher zum Einwalzen der Rohre (Wasserrohre) von 27×32 mm gebohrt und davon 3 Reihen (1—3 in Abb. 6) mit je zwei Nuten und gebrochenen Kanten in üblicher Weise versehen. In der 3. Reihe wurden die Nuten mit möglichst abgerundeten Kanten ausgeführt, um den Einfluß dieser gegenüber scharfkantigen festzustellen. Die 4. Lochreihe

[1] Original: Zeitschrift des Bayer. Revisions-Vereins 32, S. 292 (1928).

Digitized by Google

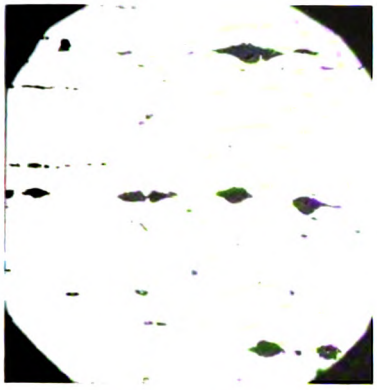


Abb. 2. Blech I. Schliff *L* ungeätzt. $v = 133$.

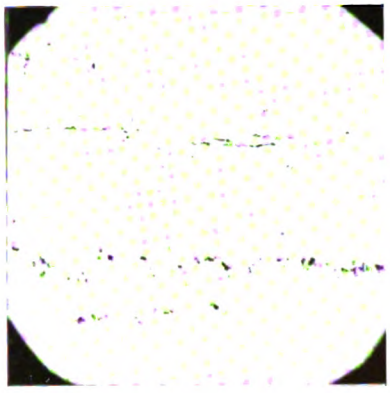


Abb. 3. Blech II (Izett). Schliff *L* ungeätzt. $v = 133$

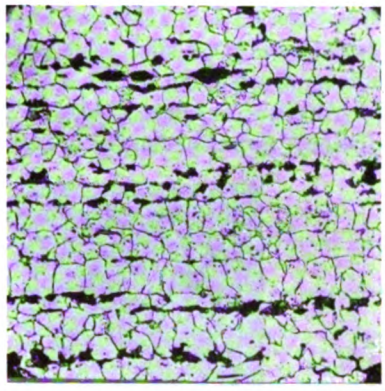


Abb. 4. Blech I. Schliff *L* ungeätzt. $v = 133$.

(Abb. 6) erhielt keine Nuten. Nunmehr wurden in sämtliche Löcher der 3 Felder Rohrenden in üblicher Weise eingewalzt und die Bleche (mit den eingewalzten Rohr-

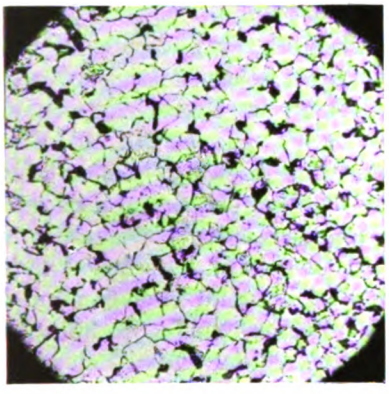


Abb. 5. Blech II (Izett). Schliff *Q* geätzt. $v = 133$.

enden) eine Stunde lang bei 200—250° angelassen. Nach erfolgter Abkühlung auf Zimmerwärme wurden sämtliche Rohrenden aus den Blechen entfernt; hierbei wurde

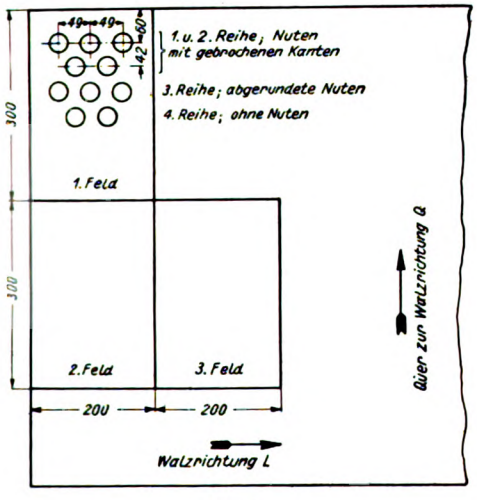


Abb. 6.

in der gleichen Weise verfahren, wie es in der Praxis beim Auswechseln von Rohren üblich ist; nur bei der ersten Reihe jedes Feldes wurde ganz besondere Vorsicht angewandt, und jede Mißbehandlung des Bleches sorgfältig vermieden.

Nach dem Abtrennen des 1. Feldes wurden in das 2. und 3. Rohrfeld neue Rohre eingewalzt, die Bleche wieder bei 200—250° angelassen und die Rohrenden wieder entfernt und darauf dieselben Arbeiten (Einwalzen neuer Rohrenden und Anlassen bei 200—250°) nochmals wiederholt.

Mit dem 3. Feld wurden die gleichen Arbeiten noch 2mal vorgenommen, so daß schließlich von jeder Blechsorte I und II drei gleichbehandelte Felder vorhanden waren, die je 1mal, 3mal und 5mal neu berohrt und nach jedem Berohren bei 200—250° angelassen waren.

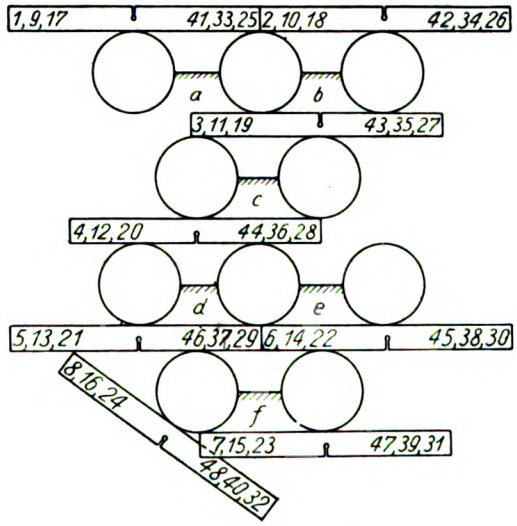


Abb. 7. Entnahme der Schliffe und Kerbschlagproben innerhalb der Rohrlochreihen.

Schließlich wurden noch in die 1. Reihe der Blechfelder 3 neue Rohrenden (also zum sechstenmal) eingewalzt. Ein nachträgliches Anlassen auf 200—250° erfolgte jedoch jetzt nicht mehr.

c) Gefügeuntersuchung der Bleche an den Rohrlöchern.

Von sämtlichen Blechen wurden nach Maßgabe der Abb. 7 zwischen den Rohrlöchern Streifen (*a*—*f*) herausgeschnitten. Die schraffiert gezeichneten Schnittflächen wurden geschliffen, poliert und mit alkoholischer Salpetersäure geätzt.

Abb. 8 ist unmittelbar an einer Nutenkante bei *a* in Abb. 7 aus dem 3. Felde (1. Lochreihe) des gewöhnlichen

Digitized by Google

Kesselbleches I in 133facher linearer Vergrößerung aufgenommen. Das Bild zeigt deutliche Kaltverformung infolge Quetschung.

Abb. 9 ist aus dem 3. Felde (1. Lochreihe) eines „Izett-Bleches“ zwischen den Nuten bei *b* in Abb. 7 in 133facher linearer Vergrößerung aufgenommen. Auch hier ist eine starke Verquetschung der Ferritkristalle, von dem Druck beim Einwalzen der Rohre herrührend, zu beobachten. Ähnliche Verquetschungen traten an allen Rohrlöchern auf, ein wesentlicher Unterschied im Gefüge der einmal berohrten und der mehrfach berohrten Bleche war nicht zu erkennen. Zur Kenntlichmachung der Tiefenwirkung der Berohrung wurden von beiden Kesselmaterialien I und II die in Abb. 7 mit *a*, *b*, *c*, *d*, *e* und *f* bezeichneten Schliffe zunächst 1 Stunde lang bei 250° angelassen, darauf nochmals abgeschliffen und mit dem Fryschen Ätzmittel auf Kraftwirkungsfiguren geätzt; einige dieser Schliffe sind in Abb. 10 im Lichtbild wiedergegeben.

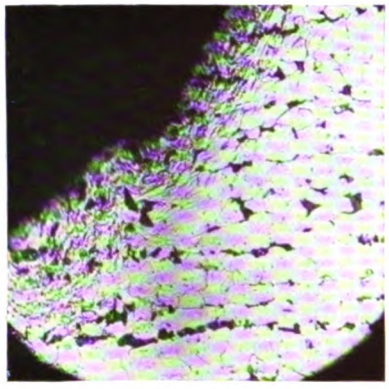


Abb. 8. Blech I. 3. Feld, erste Lochreihe aus Schliff *a* (Abb. 7) aufgenommen. $v = 133$.

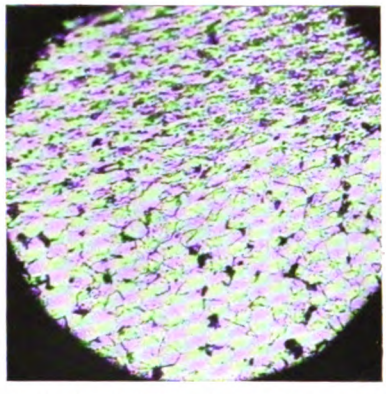


Abb. 9. Blech II (Izett). 3. Feld, erste Lochreihe aus Schliff *a* (Abb. 7) aufgenommen. $v = 133$.

Die Schliffe aus dem gewöhnlichen Kesselblech weisen zahlreiche, mit der häufigen Wiederholung der Berohrung immer stärker hervortretende Kraftwirkungsfiguren auf. Die Schliffe aus dem Izett-Material lassen nur vereinzelt und selbst nach 6facher Berohrung nur schwach ausgebildete Kraftwirkungslinien und -figuren erkennen.

Ein weiteres Mittel, die Tiefenwirkung einer örtlichen Kaltverformung bei kohlenstoffarmem Flußeisen kenntlich zu machen, ist das Hervorrufen von Rekristallisationserscheinungen[1]. Die bereits auf Kraftwirkungsfiguren untersuchten Schliffe wurden zunächst 2 Stunden lang bei 725—750° geglüht, darauf nochmals abgeschliffen, poliert und mit Kupferammoniumchlorid geätzt.

In Abb. 11 sind einige der rekristallisierten und geätzten Schliffe im Lichtbild wiedergegeben. Die Schliffe zeigen an den Rohrlochwandungen im allgemeinen nur geringe, wenig tief in das Material eindringende Korn-

[1] Siehe auch O. Bauer u. O. Vogel: Metallographische Untersuchung verschiedener Scherenschnitte. Mitt. Materialprüfungsamt 34, S. 53 (1921).

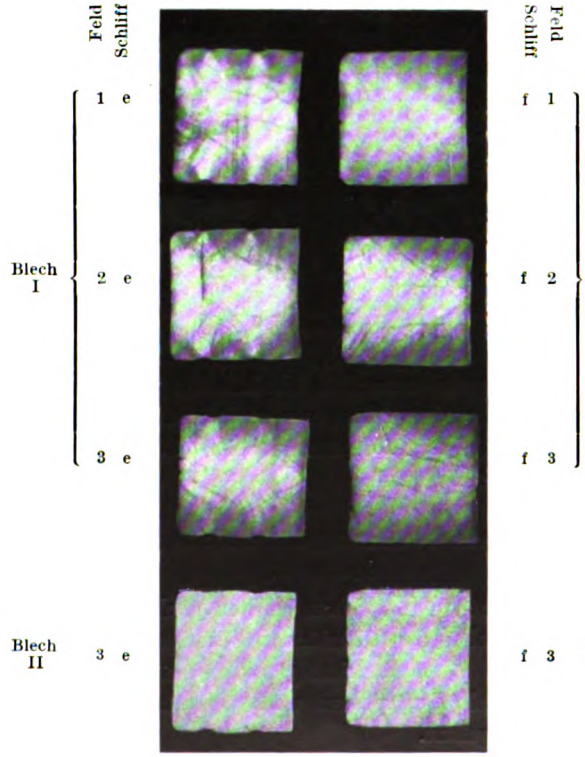


Abb. 10. Auf Kraftwirkungsfiguren geätzt. $v = 1$.

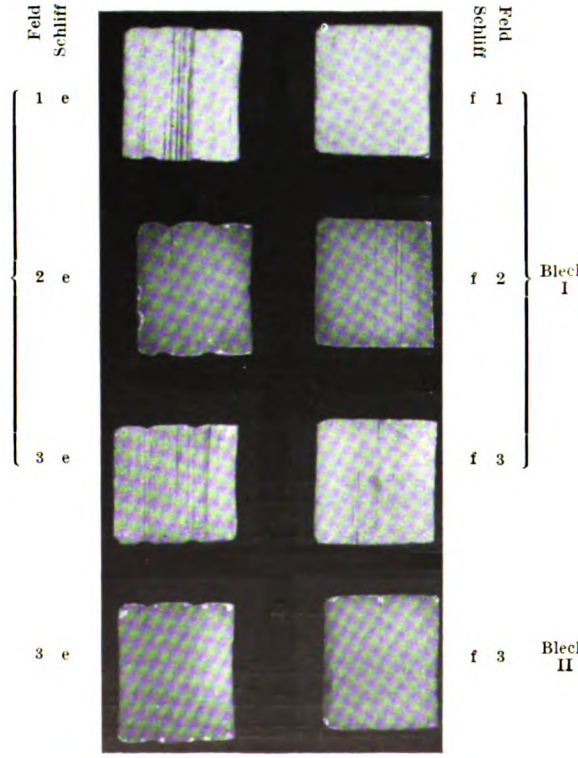


Abb. 11. Bei 725 bis 750° geglüht (rekristallisiert). $v = 1$.

Digitized by Google

vergröberung infolge Rekristallisation. Sie ist am geringsten bei den einmal berohrten Blechen, etwas deutlicher bei den dreimal- und am deutlichsten bei den fünf- bzw. sechsmal berohrten. Wesentliche Unterschiede zwischen dem Verhalten des Bleches I und dem des Bleches II bestanden nicht. Die metallographische Untersuchung hat zusammenfassend folgendes ergeben:

1. Durch das Berohren wurden beide Blechsorten an den Rohrwandungen in geringem Maße örtlich gequetscht. Mit steigender Wiederholung der Berohrungen war ein schwaches, jedoch deutlich erkennbares Ansteigen der Beanspruchung der Rohrlochwandungen erkennbar.

2. Die glattwandigen Rohrlochreihen wiesen die geringste Beeinflussung des Materials der Bleche auf.

3. Zwischen den Rohrlochwandungen mit gebrochenen Nutenkanten und mit abgerundeten Nuten konnten metallographisch keine Unterschiede festgestellt werden.

4. Ein wesentlicher Unterschied im metallographischen Verhalten des gewöhnlichen Kesselbleches und des Izett-Materials konnte, wenn von deutlicherem Hervortreten der Kraftwirkungsfiguren im gewöhnlichen Kesselblech I abgesehen wird, nicht festgestellt werden.

d) Kerbschlagversuche.

Die Prüfung erfolgte mittels eines 10-mkg-Pendelschlagwerkes. Die Proben hatten die in Abb. 12 angegebenen Abmessungen.

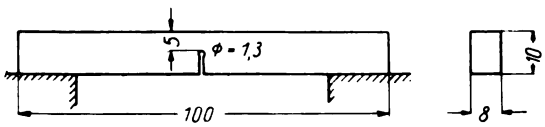


Abb. 12.

Zunächst wurde die Kerbzähigkeit beider Blechsorten außerhalb der Rohrlochreihen bestimmt. In Zahlentafel 2 sind die Ergebnisse zusammengestellt.

Aus dieser geht hervor, daß das Blech II (Izett) in der Walzrichtung *L* sowohl im Anlieferungszustand wie auch nach dem Ausglühen höhere Kerbzähigkeit besitzt als das gewöhnliche Kesselblech I. Quer zur Walzrichtung sind die Unterschiede zwischen beiden Blechsorten nur unerheblich.

Nunmehr wurden aus den verschiedenen Feldern der Bleche Kerbschlagproben in unmittelbarer Nähe der Rohrlöcher (s. Abb. 7) entnommen. Wie aus Abb. 7 hervorgeht, handelt es sich hier in allen Fällen um Längsproben (in der Walzrichtung *L* der Bleche), nur die Proben 8, 16, 24, 32, 40, 48 mußten aus Materialmangel schräg zur Walzrichtung entnommen werden. In Zahlentafel 3 sind die Ergebnisse zusammengestellt und in Abb. 13 graphisch aufgetragen. Aus Zahlentafel 3 und Abb. 13 ergibt sich folgendes:

1. Gewöhnliches Kesselblech I.

Durch das Einwalzen der Rohre wurde die Kerbzähigkeit an den Rohrlochwandungen deutlich herabgedrückt.

Das wiederholte Berohren bedingte einen weiteren Abfall der Kerbzähigkeit. Ein deutlicher Einfluß der verschiedenen Ausführung der Nuten war nicht zu erkennen.

2. Izett-Blech II.

Das Izett-Material hat sich praktisch als unempfindlich gegenüber der Beanspruchung durch das Einwalzen der Rohre erwiesen. Die Kerbzähigkeit war selbst nach 6maliger Berohrung nahezu gleich hoch geblieben wie vor dem Einwalzen.

Zahlentafel 2. Kerbschlagversuche mit Probestäben außerhalb der Rohrlochreihen.

Blech	Proben entnommen	Anlieferungszustand Spez. Schlagarbeit mkg/qcm		½ Std. bei 900° ausgeglüht und an der Luft abgekühlt Spez. Schlagarbeit mkg/qcm	
		Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel
I Gewöhnliches Blech	In der Walzrichtung *L*	12,0 11,6 10,8 10,7 11,5 11,1 10,6 11,6	**11,1**	12,8 13,0	**12,9**
	Quer zur Walzrichtung *Q*	8,4 8,6 7,1 8,6 7,0 7,6 8,3 7,6	**7,9**	10,4 11,2	**10,8**
II Izett-Blech	In der Walzrichtung *L*	13,4 n. g.[1] 13,9 n. g. 14,1 n. g. 14,5 n. g. 13,9 n. g. 13,8 n. g. 13,3 13,7	(13,8)	14,6 n. g.[1] 15,1 n. g.	(14,9)
	Quer zur Walzrichtung *Q*	9,7 8,9 9,2 8,4 9,0 9,9 8,5 9,9	**9,2**	10,4 11,2	**10,8**

e) Alterungsversuche.

Zum Schluß führten wir mit beiden Materialien noch Alterungsversuche nach dem Verfahren von O. Bauer aus[2]. Aus beiden Blechen wurden in der Längsrichtung *L* Probestreifen von 8×12 mm Querschnitt entnommen und unter Verwendung eines besonderen Druckstückes nach Abb. 14 in der Mitte über eine Länge von etwa 33 mm auf 10 mm zusammengedrückt. Nunmehr wurden die Proben je 2 Stunden lang bei steigenden Temperaturen angelassen und darauf durch Abhobeln der überstehenden Teile (s. Abb. 15) auf den Querschnitt 10×8 mm

[1] n. g. = nicht völlig durchgebrochen. Mittelwerte, daher in Klammern gesetzt.

[2] Näheres darüber siehe auch „Flußstähle mit geringer Alterungseigenschaft" von O. Bauer: Z. Bayer. Rev.-Vereins 1928, Nr. 3 u. 4.

Digitized by Google

gebracht. Nach Herstellung des Kerbes wurden sie alsdann auf einem 10-mkg-Pendelschlagwerk geschlagen.

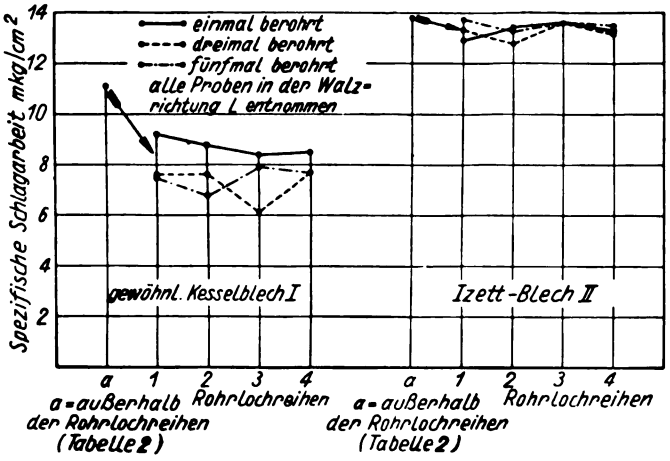


Abb. 13. Kerbschlagversuche mit unmittelbar an den Rohrlöchern entnommenen Probestäben (Zahlentafel 3).

Die Ergebnisse sind in Zahlentafel 4 zusammengestellt und in Abb. 16 graphisch aufgetragen.

Aus Zahlentafel 4 und Abb. 16 ergibt sich folgendes:

1. Durch das Quetschen wird die spezifische Schlagarbeit auch beim Izett-Material II herabgedrückt, der

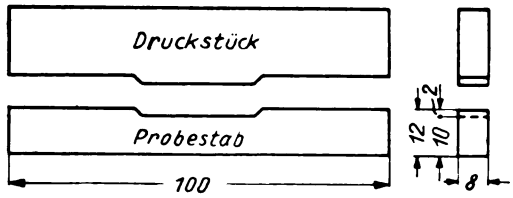


Abb. 14.

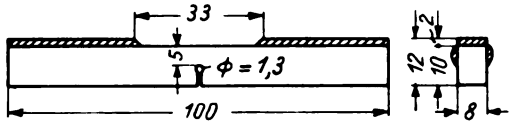


Abb. 15.

Zahlentafel 3. Kerbschlagversuche mit unmittelbar an den Rohrlochreihen entnommenen Probestäben. (Abb. 13.)

Vorbehandlung des Feldes	Proben entnommen an der	I Gewöhnliches Kesselblech: Nr. der Proben (Abb. 7)	I: Spez. Schlagarbeit mkg/qcm Einzelwerte	I: Mittel	II Izett-Blech: Nr. der Proben (Abb. 7)	II: Spez. Schlagarbeit mkg/qcm Einzelwerte	II: Mittel	Bemerkungen
Feld 1 (Abb. 6) einmal bebohrt, darauf 1 st bei 200 bis 250° angelassen	1. Rohrreihe Nuten mit gebrochenen Kanten	1	9,1	9,2	25	13,9 n. g.[1]	(12,9)	[1] n. g. = nicht völlig gebrochen, Mittelwerte daher in Klammern gesetzt
		2	9,3		26	11,9 n. g.		
	2. Rohrreihe Nuten mit gebrochenen Kanten	3	8,8	8,8	27	13,6 n. g.	(13,4)	
		4	8,8		28	13,3 n. g.		
	3. Rohrreihe Nuten mit abgerundeten Kanten	5	8,1	8,4	29	13,1 n. g.	(13,6)	
		6	8,6		30	14,1 n. g.		
	4. Rohrreihe ohne Nuten	7	8,6	8,5	31	13,2 n. g.	(13,3)	
		8	8,5		32	13,4 n. g.		
Feld 2 (Abb. 6) dreimal berohrt u. nach jeder Berohrung 1 st bei 200 bis 250° angelassen	1. Rohrreihe Nuten mit gebrochenen Kanten	9	6,8	7,6	33	13,8 n. g.	(13,3)	
		10	8,4		34	12,8 n. g.		
	2. Rohrreihe Nuten mit gebrochenen Kanten	11	8,2	7,6	36	13,0 n. g.	(12,8)	
		12	7,1		35	12,7 n. g.		
	3. Rohrreihe Nuten mit abgerundeten Kanten	13	6,4	6,1	37	13,8 n. g.	(13,6)	
		14	5,7		38	13,5 n. g.		
	4. Rohrreihe ohne Nuten	15	8,6	7,7	39	13,4 n. g.	(13,2)	
		16	6,8		40	12,8 n. g.		
Feld 3 (Abb. 6) fünfmal berohrt u. nach jeder Berohrung 1 st bei 200 bis 250° angelassen Rohrreihe 1 darauf noch einmal (zum sechsten Male) berohrt	1. Rohrreihe Nuten mit gebrochenen Kanten	17	5,9	7,5	41	14,1 n. g.	(13,7)	
		18	9,1		42	13,3 n. g.		
	2. Rohrreihe Nuten mit gebrochenen Kanten	19	7,1	6,8	43	13,7 n. g.	(13,3)	
		20	6,5		44	12,8 n. g.		
	3. Rohrreihe Nuten mit abgerundeten Kanten	21	7,6	7,9	45	14,0 n. g.	(13.6)	
		22	8,2		46	13,2 n. g.		
	4. Rohrreihe ohne Nuten	23	8,7	7,7	47	13,9 n. g.	(13,5)	
		24	6,7		48	13,1 n. g.		

Digitized by Google

Abfall ist jedoch erheblich geringer als beim gewöhnlichen Kesselblech I.

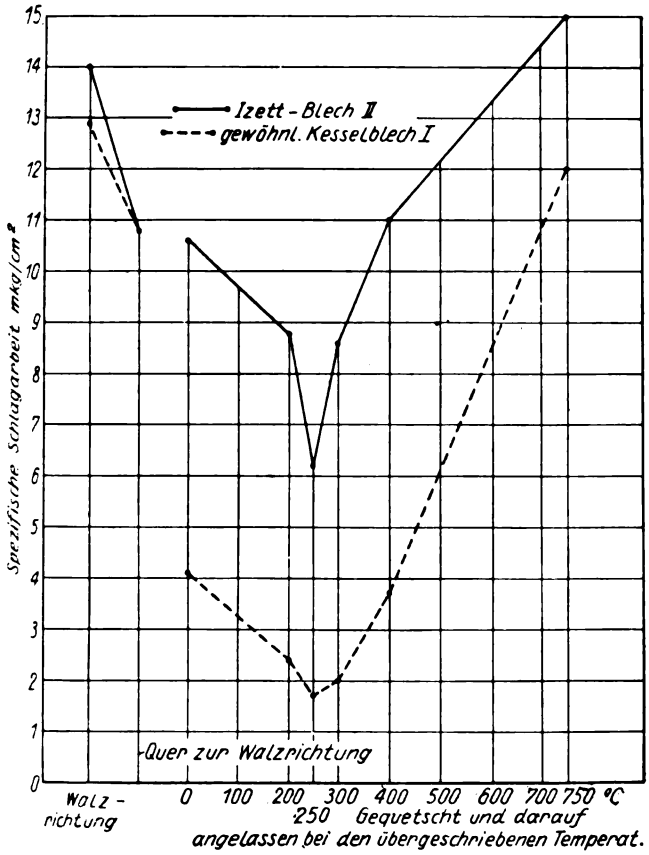


Abb. 16. Kerbzähigkeiten nach Quetschung und nach dem Anlassen bei verschiedenen Temperaturen.

2. Mit steigender Anlaßtemperatur tritt bei beiden Materialien eine gewisse Alterung ein, die sich durch ein weiteres Absinken der Kerbzähigkeit bemerkbar macht.

Zahlentafel 4. Kerbschlagversuche mit gequetschten und wieder angelassenen Probestäben (Proben in der Walzrichtung *L* entnommen).

I Gewöhnliches Kesselblech Spez. Schlagarbeit mkg/qcm		Nach dem Quetschen 2 Stunden angelassen bei	II Izettblech Spez. Schlagarbeit mkg/qcm	
Einzelwerte	Mittel		Einzelwerte	Mittel
3,6 4,5	4,1	nicht angelassen	10,5 10,7	10,6
2,3 2,5	2,4	200°	8,6 8,9	8,8
1,7 1,6	1,7	250°	6,7 5,6	6,2
1,9 2,1	2,0	300°	8,4 8,8	8,6
3,3 4,1	3,7	400°	11,3 10,6	11,0
12,7 n. g. 12,1 n. g.	(12,4)	750°	15,2 n. g. 15,5 n. g.	(15,3)

3. Bei 250° Anlaßtemperatur ist der Mindestwert der Kerbzähigkeit bei beiden Materialien erreicht; er liegt beim Izett-Material II bei rund 6,2 mgk/qcm und beim gewöhnlichen Kesselblech I bei 1,7 mkg/qcm, also erheblich tiefer.

4. Bei 400° Anlaßtemperatur zeigte das Izett-Material bereits eine beträchtliche Steigerung der Kerbzähigkeit (auf 11 mkg/qcm), während sie beim gewöhnlichen Kesselblech I immer noch unter 4 mkg/qcm blieb.

Das Izett-Material hat sich demnach auf Grund der Prüfung der an den Rohrlochwandungen entnommenen Proben und in Übereinstimmung mit früheren Versuchen[1] als wesentlich unempfindlicher gegenüber Quetschung erwiesen als das gewöhnliche Kesselblech.

[1] l. c.

Elastizität, statische Versuche und Dauerprüfung.

Von **W. Kuntze, G. Sachs** und **H. Sieglerschmidt**[1].

Zwei Kernfragen bilden den wesentlichen Inhalt des Ermüdungsproblems:

1. Gibt es eine Beanspruchungsgrenze, die bei wechselnder Beanspruchung unendlich oft erreicht werden kann, ohne daß Bruch eintritt?

2. Wenn ja, in welchem Zusammenhang steht diese Dauerfestigkeit mit den Kennziffern und Stoffeigenschaften bei entsprechenden statischen Versuchen?

Die Beantwortung der ersten Frage erscheint trotz einer großen Zahl ausgedehnter Versuche[2] vorläufig unmöglich. Es gibt keinen Weg, durch Extrapolation aus Versuchen bis zu einigen Millionen Belastungswechseln auf die Dauerfestigkeit bei unendlich lange fortgesetzter Beanspruchung zu schließen. Für praktische Zwecke ausreichend ist die Tatsache, daß bei Unterschreitung gewisser Beanspruchungen die ertragbare Wechselzahl schnell zu sehr hohen Werten ansteigt.

Mit diesem mageren Ergebnis, daß gewisse Beanspruchungsschwankungen praktisch unendlich oft ertragen werden können, müssen wir uns zunächst abfinden.

Die zweite Frage nach der Verknüpfung der Dauerfestigkeit mit statischen Untersuchungen hat eine doppelte Bedeutung.

Denn einerseits suchen wir in den besser verfolgbaren Erscheinungen bei einmalig und langsam wirkenden Beanspruchungen nach den inneren Ursachen der Ermüdung; und das Erkennen solcher Zusammenhänge könnte anderseits dazu führen, den sehr umständlichen Dauerversuch durch eine abgekürzte Prüfung zu ersetzen.

Es ist eigenartig, daß nur ein kleiner Bruchteil der einschlägigen Untersuchungen sich mit den inneren Vorgängen bei der Dauerprüfung beschäftigt. Zu nennen sind hier vor allem die Arbeiten von Ludwik[1] und

[1] Original: Z. Metallkunde 20, S. 64—68 (1928).

[2] Schrifttum vgl. R. Mailänder: Ber. Werkstoffausschuß Verein Deutscher Eisenhüttenleute Nr. 38 (1924).

[1] P. Ludwik: Z. V. d. I. 57, S. 203 (1913); Z. Metallkunde 15, S. 68—73 (1923); P. Ludwik u. R. Scheu: Z. V. d. I. 67, S. 122—126 (1923).

Digitized by Google

Gough[1], nach denen ein Dauerbruch stets erkennen läßt, daß eine Anzahl von Kristallen in der Nähe der Bruchstelle bleibend verformt worden sind.

Elastizitätsgrenze und Dauerfestigkeit.

Da der Eintritt des Dauerbruchs somit vorangegangene bleibende Verformungen voraussetzt, liegt der Gedanke nahe, die Dauerfestigkeit zur Proportionalitätsgrenze[2] bzw. zur Elastizitätsgrenze in Beziehung zu setzen.[3] Aber gibt es überhaupt eine Proportionalitätsgrenze und eine Elastizitätsgrenze? Diese Frage ist heute sehr umstritten, ohne daß das Versuchsmaterial bisher zu einer eindeutigen Beantwortung ausreicht.

Wenigstens was die Elastizitätsgrenze anbetrifft, so ist diese nach heutiger Versuchsmethodik keine physikalisch begründete Stoffeigenschaft, sondern eine durch Vereinbarung festgelegte Kennziffer, unter Duldung gewisser kleiner Verformungen. Nach allgemeiner Erfahrung werden diese Verformungen zwar nach einmaliger Belastung ausgeschieden; dies gilt aber auch mit gleichem Recht von noch höheren Belastungen, so daß die bevorzugte Bedeutung dieser Grenze für die Beanspruchung in sich zusammenfällt.

Versagt somit aus physikalischen Überlegungen heraus die Elastizitätsgrenze als Vergleichsgrundlage, so erscheint es um so notwendiger, sich über die Vorgänge an der Grenze des elastischen Bereichs zu unterrichten. Es dürfte daher besonders auch in diesem Zusammenhange von Bedeutung sein, über einige auf Grund eingehender Versuche an Kupfer[1] gewonnene Erkenntnisse zu berichten.

Abb. 1a veranschaulicht die bekannten Verhältnisse an einer 20 mm dicken Stange aus Elektrolytkupfer, die bei 400° C $^1/_2$ st geglüht war. Schon bei sehr geringen Beanspruchungen treten deutlich bleibende Verformungsreste auf. Auch sonst ist im unbeanspruchten Zustande in feineren Messungen, und zwar sowohl bei ausgeglühtem Eisen[2] als auch bei einzelnen Metallkristallen[3], die Elastizitätsgrenze so niedrig gefunden worden, daß sie sich praktisch nicht von 0 unterscheidet.

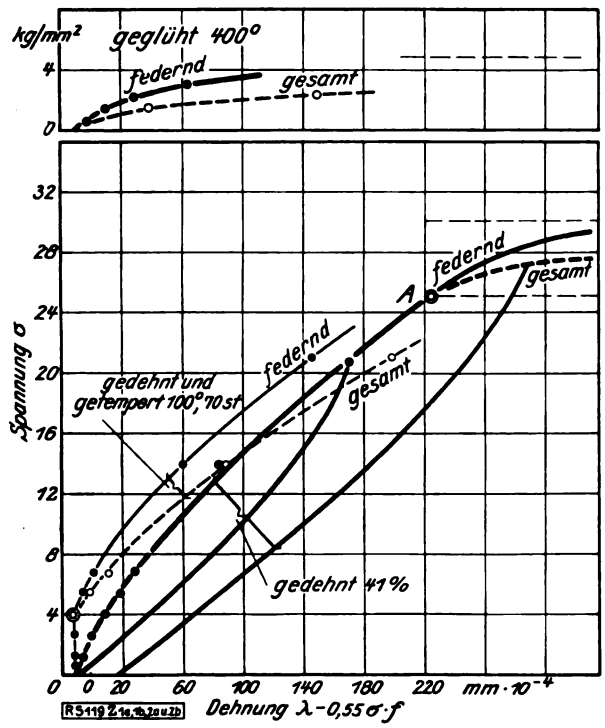


Abb. 1 a und 1 b. Gesamte und federnde Dehnung einer Elektrolytkupferstange.

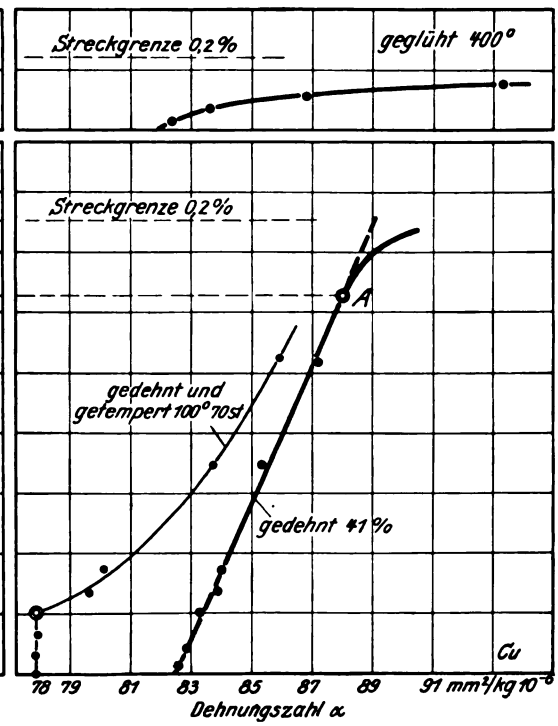


Abb. 2 a und 2 b. Dehnungszahl einer Elektrolytkupferstange in verschiedenen Zuständen.

Abb. 1 a bis 2 b. Für die Dehnung λ ist ein besonders empfindlicher Maßstab gewählt worden.
Die Dehnungszahl α ist der reziproke Wert des Elastizitätsmoduls E: $\alpha = \frac{I}{E}$.

Abb. 2a zeigt außerdem das Verhalten der Dehnungszahl, d. h. des reziproken Wertes des üblichen Elastizitätsmoduls $\alpha = \frac{I}{E}$. Danach ist die Dehnungszahl keine Konstante[4], sondern wächst stark mit steigender Belastung, wobei die bleibenden Verformungen natürlich erst ausgeschaltet werden mußten[5].

[1] H. J. Gough: The endurance of metals London 1924; H. J. Gough u. D. Hanson: Proc. Roy. Soc. 104 (A) (1923,) S. 538—565; H. J. Gough, D. Hanson u. S. J. Wright: Phil. Trans. 226 (A), S. 1—3 (1926).

[2] J. Bauschinger: Dinglers Pol. J. 1880, S. 169; Mitt. Techn. Lab. München, 1886, H. 13.

[3] G. Welter: Z. V. d. I. 70, S. 649—655 (1926); Z. Metallkunde 18, S. 117—120 (1926).

[1] W. Kuntze: Mitt. d. d. Materialprüfungsanstalten Sonderheft V, S. 97 (1929).

[2] H. J. Gough u. D. Hanson: a. a. O.

[3] P. Rosbaud u. E. Schmid: Z. Phys. 32, S. 197—225 (1925); M. Polanyi u. G. Sachs: Z. Phys. 33, S. 692—705 (1925).

[4] F. Körber u. W. Rohland: Mitt. Kaiser Wilhelm-Inst. f. Eisenforsch. 5, S. 37—54 (1924).

[5] Die Dehnungszahl wurde in üblicher Weise bestimmt mit Hilfe von Martens-Spiegelgeräten durch Messung der rückgängigen federnden Dehnungen bei Entlastung auf eine Ausgangsbelastung von $\sim 0{,}1$ kg/mm². Auf die Ausschaltung

Digitized by Google

Unsere Versuche lassen aber besonders die verwickelten Erscheinungen bei beanspruchten Stoffen erkennen.

Wird ein Probestab gereckt, etwa durch Dehnung in der Prüfmaschine und dann nach Abb. 1b bis zu einem geringen Bruchteil seiner neuen Streckgrenze belastet und wieder entlastet, so treten zwar (wenn die Probe nicht gelagert hat) keine bleibenden Verformungsreste auf; die Belastungs- und Entlastungskurve fallen aber nicht zusammen, sondern schließen die bekannte Hysteresisschleife ein. Auch ist das Hooksche Gesetz nach Abb. 1b nicht erfüllt, und die Dehnungszahl nimmt, wie Abb. 2b zeigt, mit wachsender Belastung zu. Und zwar steigt die Kurve der Dehnungszahl in Abhängigkeit von der Belastungshöhe zunächst bis zu einem Bruchteil (etwa $^2/_3$—$^3/_4$) der jetzigen Streckgrenze mit hoher Annäherung geradlinig an, um dann (Punkt *A* in Abb. 1b und 2b) ziemlich unvermittelt abzubiegen. Dementsprechend wird nach Belastungen über *A* hinaus die Hysterese verhältnismäßig groß, d. h. die Kurve der federnden Dehnungen wird stärker gekrümmt. Außerdem entstehen auch von *A* an schnell zunehmende bleibende Reste. Aber das Auftreten bleibender Verformungen genügt nicht zur Festlegung der Grenze *A*, da sich schon durch kurzes Lagern unterhalb *A* merkliche Reste einschleichen. Der typische Verlauf in Abb. 2b bleibt jedoch auch dann noch erhalten.

Der Einfluß des Temperns (oder Lagerns) bei niedrigen Temperaturen äußert sich nämlich entsprechend Abb. 1b und 2b (dünne Linie) in eigenartigen Veränderungen der Kurven. Es tritt aller Wahrscheinlichkeit nach bis zu einer gewissen Belastungshöhe, die im dargestellten Falle etwa $^1/_8$ der Bruchlast beträgt, reine Elastizität und Proportionalität ein. Sowie aber der Stab höher belastet wird, ist die Wirkung des Temperns vernichtet, und bei nochmaliger Belastung bis zu einer dem Punkt *A* in Abb. 1 entsprechenden Last tritt wieder Hysteresis unter Anwesenheit bleibender Reste auf.

Ein Werkstoff wie Kupfer besitzt also nur unter ganz besonderen Verhältnissen eine vollkommene Elastizität, und das gleiche dürfte nach einigen Stichproben in geringerem Maße auch für Stahl gelten. Auch die beobachteten Abweichungen von der Proportionalität[1] sprechen für die Auffassung. Es sei noch darauf hingewiesen, daß in der Praxis vielfach davon Gebrauch gemacht wird, daß die Elastizität durch Tempern vollkommener wird.

Diese Erscheinungen weisen, wie schon Körber und Rohland[2] betont haben, auf den Zusammenhang mit den durch die Verformung hervorgerufenen inneren Spannungen hin. Infolge deren Anwesenheit treten bei jeder Belastungsänderung zusätzliche nichtelastische Verformungen ein; und bei wiederholter Belastung wird eine dem Inhalt der Hysteresisschleife entsprechende Arbeit verbraucht und in Wärme umgesetzt. Eine reine Elastizität gibt es danach, streng genommen, bei einem vorbeanspruchten Werkstoff überhaupt nicht. Der Begriff „Elastizitätsgrenze" behält dabei noch eine gewisse Berechtigung, auch wenn keine Proportionalität, sondern „reine Hysteresis" auftritt.

Für das Ermüdungsproblem könnte man nun die nächste Fragestellung so bilden: Sind die kleinen inneren Verformungen die den Inhalt der Hysteresis[1] ausmachen, ausreichend, um bei oftmaliger Wiederholung den Dauerbruch herbeizuführen? Eine einwandfreie Beantwortung dieser Frage ist, wie gesagt, nicht möglich, aber die Erfahrung deutet darauf hin, daß diese Hysteresisvorgänge allein nicht ausreichen, um den Bruch herbeizuführen.

Es erscheint verfrüht, aus unseren Elastizitätsmessungen nähere Beziehungen zur Dauerbeanspruchung aufzustellen. Jedoch sind die Versuche insofern von Bedeutung, als nunmehr die Erwärmung bei Beanspruchungen schon unterhalb der Elastizitätsgrenze und ihre schnelle Zunahme bei Überschreitung[2] erklärt ist. Der letztere Vorgang wird aber oft als abgekürztes Kriterium für die Dauerfestigkeit genommen und nach unseren Versuchen ist ja diese Grenze durch die schnelle Zunahme der Hysteresis (bzw. der Elastizitätszahl) bestimmt.

Daß diese kritische Beanspruchung wirklich der Dauerfestigkeit entspricht, kann natürlich nicht behauptet werden. Der Größenordnung nach liegt sie mit $^2/_3$ bis $^3/_4$ der Streckgrenze (bei Beanspruchung in einer Richtung) etwa in gleicher Höhe wie die Dauerfestigkeit.

Somit besteht immerhin die Möglichkeit, aus physikalischen Überlegungen heraus irgendeine in kurzer Zeit feststellbare Größe als Ersatz für die Dauerfestigkeit zu nehmen.

Verkürzte Dauerproben.

Nach den bisherigen Untersuchungen steht also fest, daß die Dauerfestigkeit kleine bleibende Verformungen voraussetzt. Dies bedeutet aber, daß sie eine Widerstandsgröße ist und dementsprechend, wie Stribeck[3] und Mailänder[4] gezeigt haben, in einfachen Beziehungen zur Zugfestigkeit, Streckgrenze, Elastizitätsgrenze usw. stehen kann, nicht aber zu irgendwelchen Größen des Formänderungsvermögens, wie der Querschnittsverminderung oder auch der Dehnung. Wir führen hier absichtlich nur Kennziffern des Zugversuches an, weil diese Prüfung vorläufig immer noch die wichtigste und auch durchsichtigste ist.

---

aller faßbaren Fehlerquellen, wie Zeit- und Temperatureinflüsse u. a. m., wurde große Sorgfalt verwendet. Näheres siehe die ausführliche Untersuchung von W. Kuntze, a. a. O.

[1] G. Jensch: Mitt. Materialprüfungsamt Berlin-Dahlem 41, S. 75 (1923).

[2] F. Körber u. W. Rohland: a. a. O.; G. Sachs u. G. Fiek: Der Zugversuch, S. 134.

[1] Unter Hysteresis seien hier nur solche inneren plastischen Verformungen verstanden, die bei Entlastung auf 0 vollständig zurückgehen. Ihre Größe kann also nur einen Bruchteil der rein elastischen Formänderungen ausmachen. Mithin ist die in Abb. 1 dargestellte Hysteresisschleife wesensverschieden von den ebenfalls geschlossenen Schleifen, z. B. bei Zug-Druck-Beanspruchung, deren Inhalt überwiegend plastischer Natur ist.

[2] C. E. Stromeyer: Proc. Roy. Soc. 90 (A), S. 411—425 (1914); W. Lehr: Dissertation, Stuttgart 1925.

[3] R. Stribeck: Z. V. d. I. 67, S. 631—636 (1923).

[4] R. Mailänder: vgl. Fußnote auf S. 53.

Digitized by Google

Aber ist es wirklich die eigentliche Dauerfestigkeit, die gesucht wird? Die außerordentlich große Arbeit, die zur Klärung dieser Frage aufgewendet worden ist und noch aufgewendet wird, wird damit begründet, daß die Dauerfestigkeit weit besser den Beanspruchungsverhältnissen in der Praxis gerecht wird als gewöhnliche statische Versuche. Dem kann jedoch nur bis zu einem gewissen Grade zugestimmt werden.

Denn das, was die Praxis eigentlich fordert, ist nicht allein eine hohe Beanspruchungsgrenze, die unendlich lange ertragen wird, sondern in vielleicht noch höherem Maße die Sicherheit gegen etwaige unvermeidbare Überlastungen oder Fehler. Das betreffende Werkstück muß also besonders in der Lage sein, eine gewisse Überbeanspruchung einige Zeit aufzunehmen. Und zwar wird es sich meistens darum handeln, entweder einen erhöhten Arbeitsaufwand, z. B. bei Resonanzerscheinungen, oder eine verstärkte örtliche Formänderung, z. B. infolge Beschädigungen, auszuhalten.

Der Werkstoff muß also neben der gewährleisteten Dauerfestigkeit noch auf jeden Fall ein gewisses Formänderungsvermögen aufweisen. Wir stehen aber dann vor ähnlichen Schwierigkeiten wie bei Gütebeurteilungen auf Grund statischer Versuche[2]. Durch eine einzige Gütezahl läßt sich die praktische Eignung eines Stoffes nicht erfassen. Und führt man zwei Güteziffern ein, so fehlen vorläufig noch die Grundlagen, um die beiden Anforderungen gegeneinander abzugleichen.

Ein Beispiel möge diese Schwierigkeiten erläutern. Ein extremer Fall für Dauerbeanspruchung im Betriebe ist die von Seilen für Förder- und Transmissionszwecke. Die Beanspruchung ist hauptsächlich eine solche auf Biegung mit zusätzlichem Zug.

Man verlangt dabei von den Seilen bzw. den einzelnen Drähten auf Grund langjähriger Erfahrungen besonders die Prüfung auf Hin- und Herbiegung mit scharfem Krümmungshalbmesser. Es ergeben sich natürlich bei einer solchen scharfen Beanspruchung für alle Werkstoffe nur geringe Biegezahlen bis zum Bruch. Dagegen wird bei normaler Beanspruchung in der Praxis das Seil um einen sehr großen Halbmesser gebogen und hält dementsprechend auch im ungünstigsten Falle viele Tausende von Biegungen aus. Daher hat Rudeloff[3] zuerst Drähte für Seile in ähnlicher Weise wie im Betriebe geprüft.

Abb. 3 veranschaulicht die Durchführung dieses „Biegerollenversuches". Zum Vergleich ist auch in Abb. 5 der gewöhnliche technologische Biegeversuch daneben angedeutet. Als eine Biegezahl gilt beim Biegerollenversuch eine Hin- oder Rückbewegung des Schlittens a—b in Abb. 3, wobei die beanspruchten Drahtstellen je einmal um die Rolle a und um die Rolle b herumgebogen und wieder gerade gerichtet werden. Bei sehr großen Krümmungsdurchmessern $D = 2r$ werden entsprechend Abb. 4 an Stelle von Rollen Schwingen verwendet. Eine geringe Anspannung G (Abb. 3) ist notwendig, um Ausbiegung des Drahtes zu vermeiden. Sie hat, wie durch besondere Versuche (vorläufig an Kupferdraht) nachgewiesen wurde, keinen Einfluß, solange sie sich in mäßigen Grenzen hält ($^1/_{10}$ bis $^1/_5$ der Höchstlast), ist also als zusätzliche Beanspruchung bedeutungslos. Beim Hin- und Herbiegeversuch, Abb. 5, gilt als eine Biegezahl je eine Umbiegung nach einer der beiden Richtungen und Wiederaufrichten in die ursprüngliche Lage.

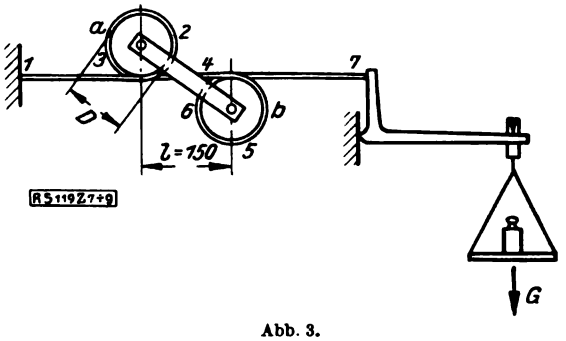


Abb. 3.

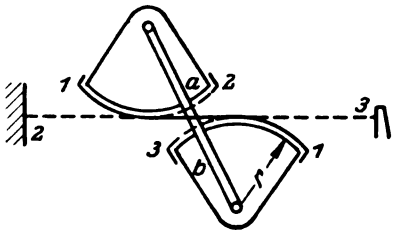


Abb. 4.

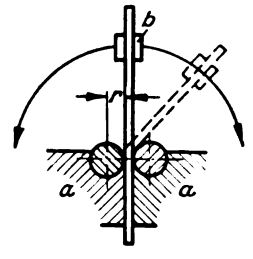


Abb. 5.

Abb. 3. Skizze des Biegerollenversuches[1]. Abb. 4. Skizze des Biegerollenversuches bei sehr großem Krümmungsdurchmesser. Abb. 5. Skizze des technologischen Hin- und Herbiegeversuchs.

Nach unseren Versuchen besteht nun zwischen der Hin- und Herbiegeprüfung und dem neuen Biegerollenversuch kein grundsätzlicher Unterschied. Mit zunehmendem Krümmungshalbmesser der Biegung steigt die Biegezahl stetig an, ohne daß die verschiedene äußere Form der Versuchsdurchführung von wesentlichem Einfluß ist.

Wohl aber ändert sich mit wachsendem Krümmungshalbmesser bzw. wachsender Biegezahl die Bedeutung dieser Kennziffer. In den beiden Grenzfällen hängt sie, wie Abb. 6—14 zeigen, in sehr verschiedener Weise mit den Kennziffern des Zugversuches zusammen.

Beim technologischen Biegeversuch mit scharfem Krümmungshalbmesser steht die Biegezahl entsprechend Abb. 8 in einfacher Beziehung zur Bruchquerschnittsverminderung, also zum Formänderungsvermögen, nicht aber zu irgendeiner anderen Größe, z. B. der Zugfestigkeit, Abb. 6. Beim Biegerollenversuch steht die Biegezahl dagegen nach Abb. 12 in einer deutlichen Beziehung zur Zugfestigkeit, also zum Verformungswiderstand.

Der Übergang der einen Probe zur anderen macht sich schon bei der gewöhnlichen technologischen Probe mit zunehmendem Krümmungshalbmesser bemerkbar. Die Biegezahl steht dann nach Abb. 9—11 mit keiner Kennziffer des Zugversuches mehr in einem deutlichen

[1] Bei neueren Versuchen ist $l = 0$ (auch in Abb. 4).

[2] G. Sachs: Z. V. d. I. 70, S. 1167—1170 (1926).

[3] M. Rudeloff: Mitt. K. Techn. Vers.-Anst. 15, S. 137 bis 208 (1897); vgl. auch H. Sieglerschmidt: Z. techn. Phys. 5, S. 79—83 (1924); Z. V. d. I. 71, S. 517—520 (1927).

Digitized by Google

Zusammenhang. Betont sei noch, daß Beziehungen zur Dehnung (bzw. der gleichbedeutenden gleichmäßigen Querschnittsverminderung) überhaupt nicht erkenntlich sind, was auch bei einem derart verwickelten Vorgange, wie es die Dehnung ist, kaum erwartet werden kann[1].

Nach den Abb. 8 und 12 ist die Abhängigkeit der Biegezahl von der Bruchquerschnittsverminderung (im Falle des technologischen Versuches) und von der Zugfestigkeit (im Falle des Biegerollenversuches) nicht besonders streng. Die Versuchspunkte liegen vielmehr in einem erheblichen Streubereich. Aus dem gesamten Versuchsmaterial lassen sich jedoch aus physikalischen Überlegungen heraus weitere, besser gültige Zusammenhänge entwickeln, die allerdings recht verwickelt und undurchsichtig sind. Erwähnt sei hier nur, daß die Größe des Elastizitätsmoduls von Einfluß ist, z. B. insofern als nach Abb. 12 die Biegezahl beim Biegerollenversuch für Stoffe mit kleinem Elastizitätsmodul im allgemeinen verhältnismäßig groß ausfällt. Der Grund hierfür ist leicht einzusehen. Stoffe mit kleinem Elastizitätsmodul vertragen große elastische Formänderungen, so daß der plastische Anteil an der Gesamtverformung verhältnismäßig gering ausfällt. Die plastische Verformung bestimmt aber, wie auseinandergesetzt, den Brucheintritt.

Die gefundenen Zusammenhänge erscheinen für die Verwendung verkürzter Dauerprüfungen von einiger Bedeutung. Ähnlich wie beim Biegeversuch — wenn auch vielleicht weniger durchsichtig — werden die Verhältnisse bei allen neuerdings vorgeschlagenen Dauerprüfungen liegen. Während der eigentliche Dauerversuch stets eine Prüfung auf die Größe des Verformungswiderstandes (Zugfestigkeit, Härte usw.) hin ist, spielen bei den verkürzten Proben andere Stoffeigenschaften, be-

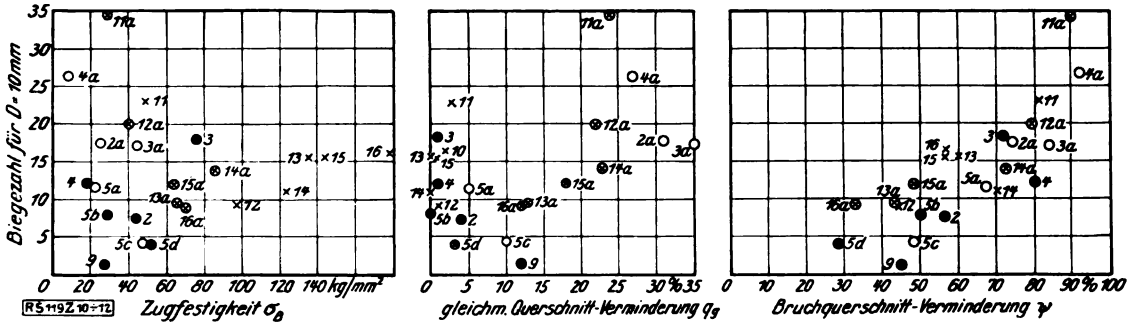


Abb. 6 bis 8. **Zusammenhang zwischen Biegezahl beim Hin- und Herbiegeversuch mit scharfer Krümmung (Krümmungsdurchmesser = 10 mm) und Festigkeitseigenschaften beim Zugversuch.**

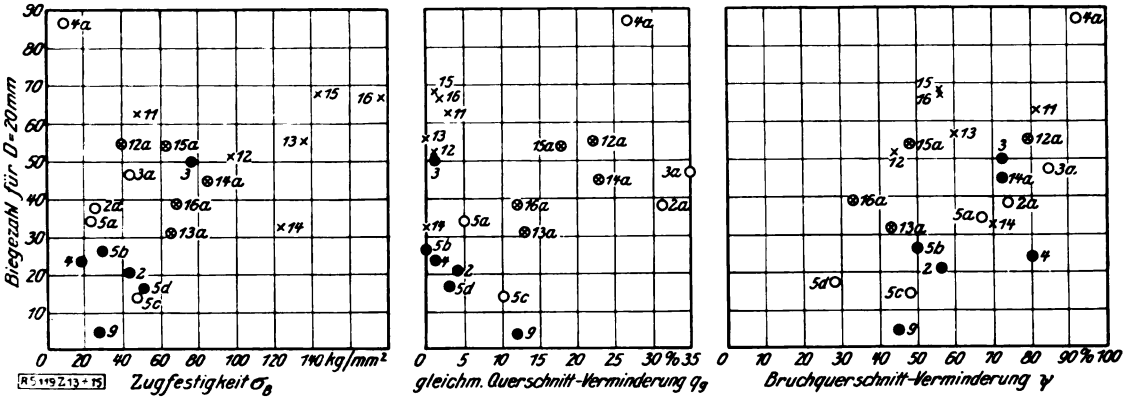


Abb. 9 bis 11. **Zusammenhang zwischen Biegezahl beim Hin- und Herbiegeversuch mit mittlerer Krümmung (D = 20 mm) und Festigkeitseigenschaften beim Zugversuch.**

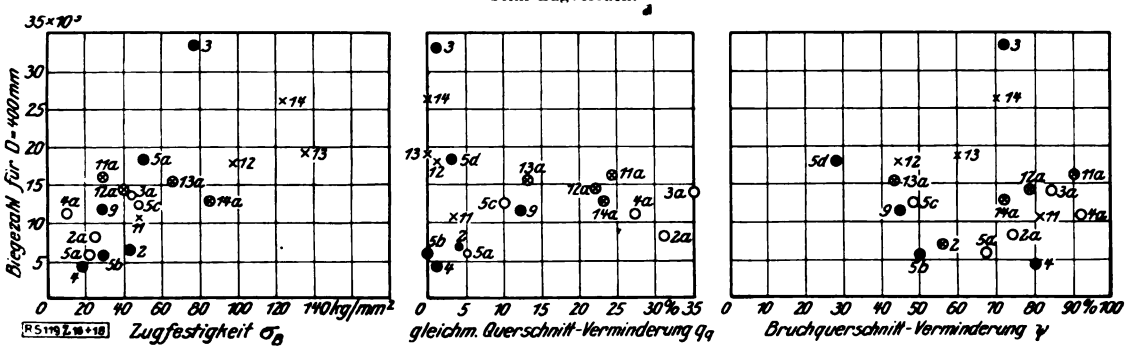


Abb. 12 bis 14. **Zusammenhang zwischen Biegezahl beim Biegerollenversuch mit schwacher Krümmung (D = 400 mm) und Festigkeitseigenschaften beim Zugversuch.**

Zu Abb. 6 bis 14. Die gleichmäßige Querschnittsverminderung q_g ersetzt die Dehnung.

● ○ Nichteisenmetalle { Anlieferung (gezogen) / gegl.

× ⊗ Stähle { Anlieferung (gezogen) / gegl.

[1] G. Sachs u. G. Fiek: Der Zugversuch, Leipzig 1926.

Digitized by Google

sonders das Formänderungsvermögen (Querschnittsverminderung), stark mit hinein.

Diese Tatsache bedeutet an sich einen erheblichen Vorteil der verkürzten Dauerprüfung gegenüber entsprechenden statischen Versuchen. Durch Einstellung von Beanspruchungen, die große oder kleine Wechselzahlen bis zum Bruch hervorrufen, kann der Charakter der Prüfung willkürlich beeinflußt werden. Sie kann so abgestellt werden, daß gerade eine erwünschte Kombination der beiden wichtigen Eigenschaften Verformungswiderstand und Formänderungsvermögen erfaßt wird. Das ist aber gerade das, was die Praxis eigentlich haben will, und was auch in der häufig vertretenen, aber undurchsichtigen Forderung zum Ausdruck kommt, daß ein Werkstoff eine besonders große „Zähigkeit" haben soll.

Vorläufig sind die Beziehungen jedoch noch zu wenig geklärt, als daß eine Prüfung auf Zähigkeit im auseinandergesetzten Sinn wirklich möglich ist. Denn einerseits hat sich die allgemeine praktische Erfahrung noch nicht soweit verdichtet, daß die Forderung nach Zähigkeit irgendwie zahlenmäßig erfaßt werden kann. Und anderseits gibt es u. W. bisher noch keine Untersuchung, die sich eingehender mit der Frage beschäftigt, in welcher Weise der Übergang vom statischen Versuch zur Dauerprüfung vor sich geht. Wenn diese beiden Fragen in den Grundzügen geklärt sind, werden wir wahrscheinlich einen wesentlichen Fortschritt in der Verknüpfung der Prüfungsergebnisse mit den Betriebserfahrungen zu verzeichnen haben.

Immerhin gibt es ein Kriterium, das vielleicht geeignet ist, die Übereinstimmung zwischen praktischer Beanspruchung und Eignungsprüfung zu beurteilen. Es ist dies die bis zum Bruch ertragene Wechselzahl. Bei der Prüfung von Seildrähten wenigstens läßt sich der Krümmungshalbmesser wie bei den vorliegenden Versuchen leicht so wählen, daß die nach Biegungen gerechnete Lebensdauer des Prüfdrahts annähernd die gleiche ist wie die Lebensdauer eines Seiles in der Praxis. Und der Schluß, daß eine solche Übereinstimmung besser ist als gar keine, läßt sich wohl vertreten.

Einen weiteren Vorteil der Dauerprüfung möchten wir zum Schluß noch in diesem Zusammenhang hervorheben. Die Dauerprüfung ermöglicht es nämlich, auch der Beanspruchungsart der Praxis gerecht zu werden, vor allem Biegung und Verdrillung zu verwirklichen. Die entsprechenden statischen Versuche sind vorläufig noch sehr undurchsichtig und versuchstechnisch schwierig. Und die Beziehungen unserer wichtigsten Probe, des Zugversuches, zu verwickelteren Beanspruchungen sind auch noch wenig geklärt. Ferner wird man den Einfluß des Gefüges z. B. kaum allgemein in Rechnung stellen können, und aus diesem Grunde schon eine möglichst starke Annäherung an die Beanspruchungsverhältnisse der Praxis verlangen. Man denke etwa an eine einsatzgehärtete Oberfläche, die bei Zug und Druck nur wenig ins Gewicht fallen wird, bei Biegung und Torsion dagegen die Hauptbeanspruchung aufnimmt.

Nichtsdestoweniger wird man wohl den Wert einer systematischen Materialprüfung im Sinne von Ludwik[1] darin sehen müssen, daß man auch die verwickelten Verformungsvorgänge auf die einfachen Grundeigenschaften der Stoffe zurückzuführen sucht. Einen Beitrag in dieser Richtung soll auch die vorliegende Abhandlung bieten.

Herrn Prof. Memmler sei auch an dieser Stelle für die Unterstützung der Untersuchungen bestens gedankt.

[1] P. Ludwik: Bach-Heft der Forschungsarb. d. V. d. I. 1927, S. 56—61.

Die Dehnung von Blechen.

G. Sachs und **W. Stenzel**[1].

Nach dem Ähnlichkeitsgesetz von Kick[2] erfahren Körper aus gleichem Material unter gleichen Spannungen nur dann geometrisch ähnliche Formänderungen, wenn auch die Gestalt der Körper geometrische Ähnlichkeit aufweist. Eine Vergleichbarkeit von Versuchsergebnissen ist somit an eine Bedingung gebunden, deren strenge Einhaltung in der praktischen Materialprüfung nur ausnahmsweise möglich ist. Nach Bauschinger[3] liefern nun Zerreißstäbe aus dehnbaren Metallen bei verschiedenen Querschnittsabmessungen auch dann schon vergleichbare Werte für die Bruchdehnungen, wenn die Meßlängen die Bedingung erfüllen:

$$l = \text{const} \cdot \sqrt{F_0},$$

worin l die Meßlänge und F_0 den ursprünglichen Querschnitt bedeuten. In Deutschland üblich und in den DIN festgelegt sind die Meßlängen $l = 11{,}3\sqrt{F_0}$ und $l = 5{,}65\sqrt{F_0}$. Für Rundstäbe geht diese Gleichung in die Form über

$$l = n \cdot d,$$

worin d der Durchmesser des Stabes ist. Die üblichen Meßlängen sind $l = 10d$ bzw. $l = 5d$. Die Meßlängen müssen also stets gleiche Vielfache des Durchmessers betragen. Für Rundstäbe ist die Wahl des Durchmessers als Vergleichsmaßstab natürlich, weil dadurch gleichzeitig Querschnittsgröße und Querschnittsform des Probestabes bestimmt sind. Wie nach der strengen geometrischen Ähnlichkeit zu erwarten ist, bestätigen alle Untersuchungen an Rundstäben, daß die Bruchdehnungen bei gleichem „Meßlängenverhältnis" $l : d$ von d, d. h. der absoluten Größe des Querschnitts, unabhängig sind[1]. Auch für Stäbe beliebig anderer Querschnittsform gilt als Vergleichsmaßstab für die Meßlängen nach den DIN der „Durchmesser des dem Stabquerschnitt flächen-

[1] Original: Metallwirtsch. 8, S. 547—556 (1929).

[2] F. Kick: Das Gesetz der proportionalen Widerstände. Leipzig 1885.

[3] J. Bauschinger: Mitt. Mech. Techn. Lab., München, 1892, Heft 21.

[1] M. Rudeloff: Mitt. Materialpr.-Amt 34, S. 206—257 (1916); Stahleisen 37, S. 324—330, 374—381 (1917); Forsch.-Arb. Ing. 1919, Heft 215.

Digitized by Google

gleichen Kreises", also d, und die üblichen Meßlängen betragen ebenfalls $l = 10d$ und $l = 5d$. Diese Festsetzung macht die Annahme, daß es nur auf die Größe, nicht auf die Gestalt des Querschnitts ankommt. Das bisherige Versuchsmaterial reicht aber nicht aus, um die Zulässigkeit dieser Annahme hinreichend zu beweisen. Es ist vielmehr zu erwarten, daß die Bruchdehnungen für Stäbe verschiedener Querschnittsform bei gleichem Meßlängenverhältnis nur in Annäherung übereinstimmen. Bei genauerer Untersuchung werden sie Abweichungen voneinander aufweisen, die eben durch die Querschnittsform bedingt sind. Außerdem sind sie von der Art der Messung abhängig. Versuche zeigen auch, daß die Bruchdehnungen durch die Querschnittsform, besonders bei Profilstäben, stark beeinflußt werden[1].

Bei Flachstäben insbesondere wird ebenfalls der Einfluß der Querschnittsform vorhanden sein. Da sich bei ihnen die Querschnittsform in einfacher Weise durch das „Seitenverhältnis" Breite : Dicke $b : a$ festlegen läßt, so wird sich bei Stäben aus Blechen gleicher Dicke für gleiche Meßlängenverhältnisse $l : d$ wahrscheinlich eine gesetzmäßige Abhängigkeit der Bruchdehnungen vom Seitenverhältnis des Probestabes ergeben. Mit der Untersuchung dieser Abhängigkeit beschäftigt sich vornehmlich die folgende Arbeit.

Die bisher über diese Frage bekannt gewordene Literatur ist nur spärlich, jedenfalls soweit es sich um Versuche handelt, die sich über so große Unterschiede in den Seitenverhältnissen erstrecken, wie sie bei der Prüfung von Blechen in Betracht kommen. Die Versuche von Gordon[2] mit $^1/_8$" (3,2 mm) starken Stahl- und Kupferblechen erstreckten sich auf Seitenverhältnisse $b/a = 2 \div 30$. Über eine gesetzmäßige Abhängigkeit der Dehnungswerte δ_{10} für eine Meßlänge $l = 10d$ vom Verhältnis b/a läßt sich für Stahl infolge der geringen absoluten Dehnungsunterschiede und der auftretenden Schwankungen nichts Sicheres, und bei Kupfer infolge der weit beträchtlicheren Schwankungen überhaupt nichts aussagen. Aus den Versuchsergebnissen für Stahl glaubt Gordon darauf schließen zu können, daß die Dehnungswerte δ_{10} bei einem Seitenverhältnis $b/a = \sim 6$ ein Maximum durchschreiten und mit zunehmendem Seitenverhältnis eine geringe Abnahme aufweisen. Die Schwankungen der Dehnungswerte sind jedoch klein, etwa 2% Dehnung auf $l = 10d$, und etwa von der gleichen Größenordnung wie der Unterschied der Dehnungswerte, durch den das Maximum gekennzeichnet wird, so daß das Ergebnis nicht gesichert erscheint. Weitere Versuche an flußeisernen starken Kesselblechen sind von Bach und Baumann[3] durchgeführt worden, lassen aber keine Gesetzmäßigkeit erkennen, da sie sich nur über geringe Seitenverhältnisse $b/a = 0{,}2 \div 1{,}7$ erstrecken. Auch für Kupfer liegen Versuche von Kuntze und Sachs[4] vor, aus denen sich ein Einfluß für Seitenverhältnisse zwischen $b/a = 1{,}0 \div 8{,}5$ bei der Streuung der Versuche nicht feststellen läßt. Die Dehnungswerte δ_{10} waren also nach diesen Versuchen praktisch so gut wie unabhängig vom Seitenverhältnis. Erwähnt sei, daß bei den Versuchen von Gordon Stäbe zur Verwendung gelangten, die ein Meßlängenverhältnis l/d von 20 und mehr aufwiesen, also wesentlich größer waren als die Vergleichsmeßlänge $10d$; in den letztgenannten Versuchen waren die Stäbe gerade so lang, daß die Dehnung über eine Meßlänge $l = 11{,}3\sqrt{F_0} = 10d$ gemessen werden konnte.

[1] C. Bach: Forsch.-Arb. Ing. 1905, Heft 29.

[2] T. H. Beare u. W. Gordon: Engg. 112, S. 389—391, 406 (1921, II); W. Gordon: Rev. Mét. 22, S. 686—693 (1925).

[3] C. Bach u. R. Baumann: Z. V. d. I. 60, S. 854—860 (1916).

[4] W. Kuntze u. G. Sachs: Stahleisen 47, S. 219—226 (1927).

Versuchsdurchführung.

Unsere Aufgabe bestand nun darin, eine größere Anzahl von Probestabformen für Bleche von 5,0; 2,0; 0,5 mm Dicke zu untersuchen, insbesondere auf die Abhängigkeit der Bruchdehnungen vom Seitenverhältnis Breite : Dicke (b/a) hin.

Die Abmessungen und Bezeichnungen der Probestäbe gehen aus Abb. 1 und Tafel I hervor. Die gewählten Stabformen entsprechen gewissen, schon in der Praxis des In- und Auslandes verwendeten oder neuerdings für die Abnahmeprüfung vorgeschlagenen Probestabformen.

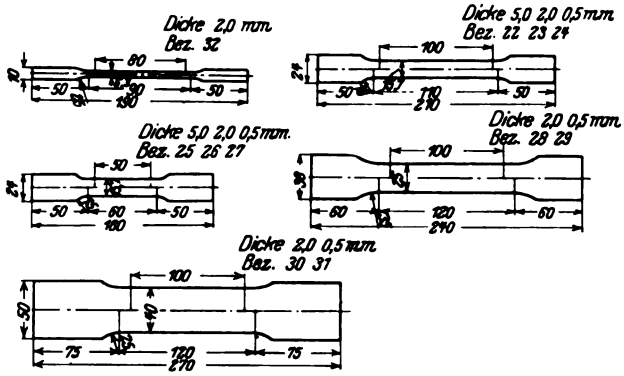


Abb. 1. Abmessungen und Bezeichnungen der Probestäbe.

Als Material diente die genormte Walzbronze WBz 6[1], und zwar in weichem Zustande mit einer Zugfestigkeit von $\sigma_B = \sim 38$ kg/mm² und einer Bruchdehnung von $\delta_{10} = \sim 80\%$ und in hartem Zustande mit $\sigma_B = \sim 52$

Tafel I. Abmessungen der Probestabformen.

Bezeichnung	Dicke a mm	Breite b mm	Seitenverhältnis $b:a$	Fläche $F_0 = a \cdot b$ mm²	Durchmesser $d = \sqrt{\frac{4}{\pi}} \cdot \sqrt{F_0}$ mm	Meßlänge l mm	Meßlängenverhältnis $l:d$
22	5,0	15,7	3,14	78,5	10,0	100	10,0
25	5,0	15,7	3,14	78,5	10,0	50	5,0
32	2,0	6,3	3,15	12,6	4,01	80	19,9
23	2,0	15,7	7,85	31,4	6,33	100	15,8
26	2,0	15,7	7,85	31,4	6,33	50	7,9
28	2,0	25,0	12,5	50,0	8,0	100	12,5
30	2,0	40,0	20,0	80,0	10,1	100	9,9
24	0,5	15,7	31,4	7,85	3,17	100	31,6
27	0,5	15,7	31,4	7,85	3,17	50	15,8
29	0,5	25,0	50,0	12,5	4,00	100	25,0
31	0,5	40,0	80,0	20,0	5,05	100	19,8

[1] Vgl. Werkstoffhandbuch Nichteisenmetalle. Artikel F 5. Das Material ist von der Firma Berg-Heckmann-Selve, Altena i. Westf., für die Werkstoffschau zur Verfügung gestellt worden. Das weiche Material ist bei 500°, 5 st unter Luftabschluß geglüht, das harte um etwa 30% herabgewalzt.

Digitized by Google

kg/mm² und $\delta_{10} = \sim 40\%$ im Mittel. Dieser Werkstoff erwies sich als einziger von den auf der Werkstoffschau geprüften Materialien als so gleichmäßig in seinen Eigenschaften, daß eine einigermaßen sichere Aussage über eine etwaige Gesetzmäßigkeit erfolgen konnte. Für die Untersuchung standen in jeder Stabgruppe 4 Versuchsstäbe zur Verfügung, so daß im ganzen je 44 Stäbe weicher und harter Bronze geprüft werden konnten. Angaben über die Art der Probeentnahme und Probeherrichtung fehlen, da die Stäbe in fertigem Zustande angeliefert worden sind. Sie sind ohne weitere Vorbehandlung zerrissen worden.

Die Versuche sind vornehmlich auf der Werkstoffschau durchgeführt und im Kaiser-Wilhelm-Institut für Metallforschung und Materialprüfungsamt in Dahlem abgeschlossen worden. Sie mußten an drei verschiedenen Maschinen ausgeführt werden, da es die Einspannung der Probestäbe erforderte: an einer 10- bzw. 1-t-Losenhausen-Maschine mit elektrischem Antrieb, einer 3-t-Spieß- und einer 10-t-Mohr & Federhaff-Maschine mit Handantrieb. Die Versuchsdauer für einen Stab belief sich im Mittel auf etwa 6 min bei der weichen und etwa $3^1/_2$ min bei der harten Bronze, entsprechend einer Dehngeschwindigkeit von $\sim 13\%$/min bzw. 8%/min. Vor dem Versuch waren alle Stäbe außer mit dem üblichen Längsriß mittels Ratsche und Reißnadel in der Mitte der Breitseite mit einer 5,0 bzw. 10,0-mm-Teilung versehen worden, die bei den hier gewählten Querschnittsabmessungen die in der Technik übliche Bestimmung der Bruchdehnungen δ_5 einer Meßlänge von $5d$ und δ_{10} einer Meßlänge von $10d$ ermöglichte.

Die ausgeführten Messungen waren folgende: Vor dem Versuch wurden die Probestäbe alle 10 mm an den entsprechenden Teilstrichen mit einer Mikrometerschraube in Breite und Dicke ausgemessen, und daraus die Querschnitte und Querschnittsabweichungen bestimmt. Während der eigentlichen Zerreißversuche wurde bei allen Stäben die Höchstlast für je 2 Stäbe einer Gruppe fortlaufend mit Hilfe eines Schleppmaßstabes die Verlängerungen sowie die dazugehörigen Lasten gemessen, um einige Zerreißkurven ermöglichen zu können. Nach den Versuchen wurden die zerrissenen Stäbe mit ihrer Bruchfläche wieder zusammengelegt. An einem Stahlmaßstab mit $^1/_2$-mm-Teilung wurde dann die Lage der Teilstriche auf dem Längsriß fortlaufend abgelesen und außerdem im Bruchintervall die Lage der Bruchränder vermerkt. Daraus konnten die Dehnungen δ_l in den einzelnen Teilungslängen l_l, die Werte δ_5 und δ_{10} und auch die Dehnungen δ_l für die ganze Länge der Stäbe berechnet, sowie die Größe und der Einfluß des Spaltes beurteilt werden.

Die wesentlichsten Versuchsergebnisse, sowie die beiden die Abmessungen des Flachstabes kennzeichnenden Größen l/d und b/a, sind in Tafel II eingetragen, geordnet nach wachsendem Seitenverhältnis.

Zerreißkurven (Zugfestigkeit).

Die aufgenommenen Zerreißkurven gehen aus Abb. 2 hervor. Für Stäbe gleicher Dicke stimmen die Kurven bis zur Höchstlast recht gut überein und die Zugfestigkeiten weichen nach Tafel II nur wenig voneinander ab. Eine gesetzmäßige Abhängigkeit der Zugfestigkeit von der Querschnittsform und Querschnittsgröße ist nicht gefunden worden; dagegen konnte eine kleine (i. M. 0,5 kg/mm² $= \sim 1\%$), praktisch vernachlässigbare Erhöhung[1] der Zugfestigkeit mit abnehmender Meßlänge bei sonst gleicher Stabform (22 und 25, 23 und 26, 24 und 27) in den meisten Fällen beobachtet werden. Für Stäbe verschiedener Dicke ist natürlich eine Übereinstimmung der Kurven nicht zu erwarten.

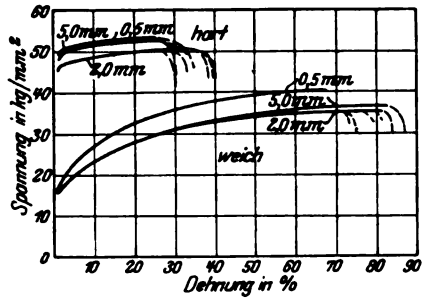


Abb. 2. Spannung-Dehnungs-Kurven für Flachstäbe verschiedener Abmessungen aus Bronze in weichem und hartem Zustande.

Meßlängenverhältnis und Dehnung.

Ehe wir nun auf das Hauptziel der Untersuchung näher eingehen, soll die Beziehung zwischen der Bruchdehnung δ_l der Gesamtmeßlänge und dem Mengenverhältnis l/d erörtert werden. Die Kenntnis der Abhängigkeit der Bruchdehnung von der Meßlänge hat insofern eine Bedeutung, als in verschiedenen Ländern verschiedene Meßlängenverhältnisse der Dehnungsbestimmung zugrunde gelegt werden. Die Dehnungsziffern werden dadurch bei gleichem Material in recht erheblichem Maße beeinflußt, wie Abb. 3 zeigt.

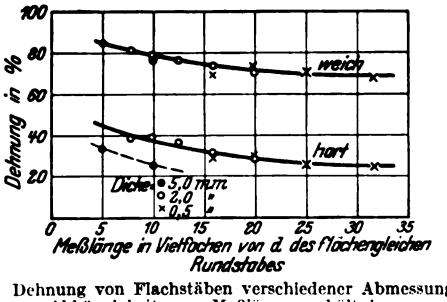


Abb. 3. Dehnung von Flachstäben verschiedener Abmessungen in Abhängigkeit vom Meßlängenverhältnis.

Die mathematische Darstellung einer solchen Kurve durch eine Gleichung bietet die Möglichkeit, an Hand darin vorkommender, genügend gesicherter Materialwerte die Dehnung für jede Meßlänge zu berechnen. Vorgeschlagen sind die beiden Gleichungen:

$$\delta_n = a + \frac{b}{n} \qquad \text{(Ia)}$$

$$\delta_n = A + \frac{B}{\sqrt{n}} \qquad \text{(IIa)}$$

worin n das Meßlängenverhältnis, a und b bzw. A und B Materialwerte darstellen. Gleichung I entspricht der Anschauung, die Gesamtdehnung in eine Gleichmaßdehnung a und in eine Einschnürdehnung $\frac{b}{n}$ zu zerlegen, Gleichung II ist eine empirische Beziehung[1].

[1] Vgl. C. Bach u. R. Baumann: A. a. O.; M. Rudeloff: A. a. O.; G. Sachs u. G. Fick: Der Zugversuch, S. 29ff.

Digitized by Google

Tafel II. Ergebnisse von Zugversuchen mit Flachstäben aus Bronze.

Bezeichnung der Probe	Abmessungen: Dicke a mm	Seitenverhältnis $b:a$	Meßlängenverhältnis $l:d$	Bronze (weich): Dehnungen (ohne Spalt) δ_5 %	δ_{10} %	δ_l %	Spalt s mm	Bruchlage: Teilung der Meßlänge $n \cdot l_t$ (mm)	Bruchinterv.	Stab-Drittel	Interv.-Drittel	Zugfestigkeit σB kg/mm²
22:1	5,0	3,14	10,0	82,6	76,4	76,4	0,7	10 · 10,0	6	2	1	?
2				83,2	*75,9	75,5	0,8		7	2	1	?
3				84,0	*78,4	77,7	0,8		4	2	3	?
4				83,4	*76,6	76,2	0,9		8	3	2	?
				83,30	76,82	76,45	0,80					?**
25:1	5,0	3,14	5,0	*83,4	—	83,0	0,9	10 · 5,0	7	2	2	36,65
2				*87,0	—	85,8	0,8		4	2	2	36,75
3				*83,0	—	82,0	0,8		2	1	2	36,7
4				89,2	—	89,2	1,0		6	2	2	36,7
				85,65	—	85,00	0,88					36,70
32:1	2,0	3,15	19,9	77,5	73,5	69,0	0,2	16 · 5,0	6	1/2	1	35,5
2				84,0	*78,3	73,9	0,4		14	3	1	35,95
3				*83,0	*75,5	69,0	0,2		1	1	1	36,2
4				80,5	73,8	71,1	0,5		9	2	2	36,1
				81,25	75,28	70,75	0,33					35,94
23:1	2,0	7,85	15,8	84,0	75,5	72,0	(1,3	20 · 5.0	7	1/2	2	36,1
2				86,0	79,0	71,8	0,5		14	2/3	2	35,85
3				90,0	79,9	75,2	0,2		14	2/3	3	35,9
4				85,0	78,3	75,1	0,6		12	2	1	35,8
				86,25	78,18	73,53	0,43					35,91
26:1	2,0	7,85	7,9	89,3	—	82,2	1,0	10 · 5,0	4	2	3	35,55
2				88,3	—	82,8	0,6		5	2	2	36,1
3				89,0	—	80,2	0,3		5	2	2	35,6
4				86,0	—	79,6	0,9		5	2	3	35,8
				88,15	—	81,20	0,70					35,76
28:1	2,0	12,5	12,5	89,3	*81,3	77,5	0,4	10·10,0	7	2	2	35,25
2				87,5	*78,5	75,3	0,8		3	1	2	35,2
3				89,0	80,3	77,3	0,4		6	2	1	35,25
4				90,0	*81,0	77,1	0,7		2	1	3	35,4
				88,95	80,28	76,80	0,56					35,28
30:1	2,0	20,0	9,9	88,2	77,7	77,7	0,7	10·10,0	5	2	3	35,6
2				90,6	*81,1	80,8	0,3		5	2	1	35,5
3				91,2	*81,3	80,9	0,3		6	2	3	35,5
4				86,8	*76,4	76,3	0,4		6	2	2	35,5
				89,20	79,13	78,93	0,43					35,53
24:1	0,5	31,4	31,6	92,0	80,3	67,4	0,2	20 · 5,0	3	1	3	41,1
2				89,4	78,7	69,2	0,2		16	3	2	40,7
3				89,4	79,0	66,4	0,4		14	2/3	1	40,3
4				91,3	81,0	67,5	0,5		6	1	2	39,9
				90,53	79,75	67,83	0,33					40,50
27:1	0,5	31,4	15,8	85,4	75,0	67,8	0,2	10 · 5,0	6	2	1	40,85
2				90,0	78,3	71,0	0,1		7	2	2	41,6
3				88,7	78,3	71,0	0,1		6	2	1	40,4
4				86,0	75,3	68,2	0,2		6	2	1	42,15
				87,53	76,73	69,50	0,15					41,25
29:1	0,5	50,0	25,0	—	—	—	—	20 · 5,0				—
2				93,0	83,0	69,9	0,2		16	3	3	39,5
3				91,0	82,0	67,4	0,4		18	3	3	39,8
4				94,0	82,8	73,5	0,1		12	2	3	39,6
				92,67	82,60	70,27	0,23					39,65
31:1	0,5	80,0	19,8	94,0	82,8	72,4	0,3	20 · 5,0	8	2	1	39,1
2				95,2	83,6	76,2	(1,1)		16	3	1	39,6
3				—	—	—	—					—
4				90,4	80,6	72,3	0,2		6	1	3	38,8
				93,20	82,33	73,6	0,25					39,17

Bezeichnung der Probe	Bronze (hart): Dehnungen (ohne Spalt) δ_5 %	δ_{10} %	δ_l %	Spalt s mm	Bruchlage: Teilung der Meßlänge $n \cdot l_t$ (mm)	Bruchinterv.	Stab-Drittel	Interv.-Drittel	Zugfestigkeit σB kg/mm²
22:1	32,8	22,9	22,9	1,1	20 · 5,0	10	2	2	53,4
2	38,2	*29,8	29,2	1,0		13	2	1	53,0
3	29,4	20,8	20,8	1,0		11	2	1	53,2
4	38,6	*29,0	28,5	1,0		9	2	3	52,1
	34,75	25,62	25,38	1,025					52,93
25:1	*34,4	—	33,0	1,2	10 · 5,0	4	2	1	53,3
2	*34,8	—	33,6	0,9		7	2	2	53,3
3	*33,2	—	32,4	0,8		7	2	2	53,5
4	*35,4	—	34,8	1,1		4	2	2	53,7
	34,45	—	33,45	1,00					53,45
32:1	43,0	35,3	29,6	0,4	16 · 5,0	10	2	2	49,5
2	44,0	35,5	30,1	0,4		12	3	1	49,3
3	43,0	35,0	29,1	0,4		11	2/3	3	49,75
4	*42,0	*34,5	23,9	0,4		15	3	2/3	49,2
	43,00	35,08	28,18	0,40					49,44
23:1	47,3	*35,8	29,1	0,6	20 · 5,0	17	3	3	50,5
2	50,0	*39,2	32,2	0,9		16	3	2	50,4
3	48,7	*37,7	31,8	0,6		6	1	1	50,0
4	40,7	36,3	33,2	0,7		11	2	2	50,0
	46,68	37,25	31,58	0,70					50,23
26:1	47,7	—	39,2	1,1	10 · 5,0	6	2	2	51,0
2	46,0	—	37,0	1,1		6	2	2	50,5
3	46,6	—	38,0	0,8		5	2	3	51,2
4	48,7	—	40,2	0,7		3	1	2	50,75
	47,25	—	38,60	0,92					50,86
28:1	47,5	*39,0	37,1	0,5	10·10,0	4	1/2	1	50,3
2	49,8	40,3	37,2	0,6		5	2	2	49,8
3	47,5	*40,6	37,8	1,0		4	1/2	1	50,25
4	47,5	*37,75	34,3	1,4		3	1	3	49,9
	48,08	39,41	36,60	0,88					50,06
30:1	48,4	*38,2	37,9	0,6	10·10,0	7	2	1	51,0
2	49,8	*40,0	38,7	0,5		8	3	1	50,4
3	51,4	*41,7	41,3	1,1		6	2	3	50,2
4	46,6	36,4	36,4	1,1		5	2	2	50,7
	49,05	39,08	38,58	0,825					50,58
24:1	49,3	38,0	21,6	0,3	20 · 5,0	3	1	3	52,8
2	50,0	38,7	24,2	0,1		15	3	1	52,1
3	48,7	37,3	26,0	0,0		16	3	3	52,6
4	49,3	39,3	25,7	0,3		4	1	3	52,8
	49,33	38,33	24,38	0,18					52,58
27:1	48,0	38,5	30,0	0,2	10·5,0	4	2	2	53,2
2	49,3	38,0	30,2	0,2		6	2	3	52,6
3	47,4	35,7	27,6	0,2		6	2	2	53,2
4	45,3	35,7	28,0	0,2		5	2	1	52,9
	47,50	36,98	28,95	0,20					53,00
29:1	49,0	38,8	27,6	0,3	20 · 5,0	7	1	1	52,5
2	46,5	36,8	25,4	0,3		9	2	1	52,9
3	49,5	38,8	25,7	0,1		14	2/3	1	52,6
4	45,0	35,5	23,6	0,5		15	3	1	53,0
	47,50	37,48	25,58	0,30					52,75
31:1	46,4	37,6	28,2	0,8	20 · 5,0	10	2	1	52,2
2	52,4	43,4	31,8	0,3		8	2	1	51,9
3	48,4	38,0	26,2	0,3		6	1	1	52,15
4	52,4	42,6	32,4	0,6		13	2	1	—
	49,90	40,40	29,65	0,50					52,08

Bemerkungen

Stäbe 29,1; 31,3 sind infolge fehlerhafter Einspannung außergewöhnlich gebrochen.

Stäbe 23,1; 31,2 ergaben einen einseitig klaffenden Spalt.

In mit einem * verschenen Dehnungswerte sind durch normenmäßige Ergänzung der Meßlänge ermittelt. ** Festigkeit nicht festgestellt.

Digitized by Google

Zur Prüfung in graphischer Darstellung eignet sich die Beziehung $\delta_n = f(n)$ weniger gut als die Beziehung $n \cdot \delta_n = n \cdot f(n)$. Dann schreiben sich die Gleichungen wie folgt:

$$n \cdot \delta_n = a \cdot n + b \qquad \text{(Ib)}$$

$$n \cdot \delta_n = A \cdot n + B \sqrt{n}. \qquad \text{(IIb)}$$

Die erste Beziehung ist eine gerade Linie, die zweite eine schwach nach unten offene Kurve. Da $n \cdot \delta_n = \frac{\Delta l}{d} \cdot 100$ ist, liefern die Gleichungen Ib und IIb das 100fache der wirklichen Verlängerung Δl, ausgedrückt in Vielfachen des Stabdurchmessers. Die den Versuchspunkten (Tafel II) sich am besten anpassenden Kurven Ib und IIb sind in Abb. 4 gezeichnet und die ihnen entsprechenden Gleichungen in Form Ia und IIa daneben geschrieben.

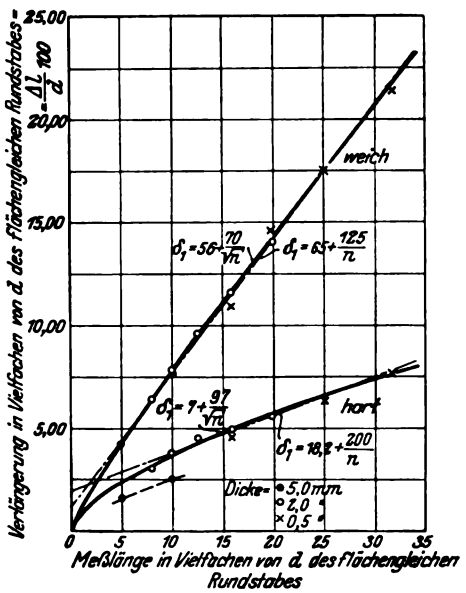


Abb. 4. Darstellung der Verlängerung in Abhängigkeit von der Meßlänge für Flachstäbe verschiedener Abmessungen.

Es zeigt sich, daß die mathematische Darstellung nach Gleichung II sich den Versuchspunkten im allgemeinen besser anpaßt. Doch ergibt auch die Darstellung nach Gleichung I für größere Meßlängenverhältnisse (≤ 10) nur kleine systematische Abweichungen von etwa $\pm 2{,}5\%$ Dehnung. Obwohl bei Blechen die Beziehung II also besser gilt, kann für praktische Zwecke die einfachere Gleichung I als ausreichend angesehen werden.

Seitenverhältnis und Dehnung.

Das Hauptziel der Untersuchung war die Ermittlung der Bruchdehnungen δ_5 und δ_{10} in Abhängigkeit vom Seitenverhältnis. Das Ergebnis ist in Abb. 5 dargestellt, in die für die untersuchten Stabformen Mittelwerte eingetragen sind. Bei beiden Materialien steigen mit wachsendem Seitenverhältnis die Dehnungen δ_5 und δ_{10} zunächst stark, dann schwächer an[1]. Die Zunahme beträgt in den untersuchten Grenzen 10 bzw. 6% Dehnung bei der weichen und 6 bzw. 4% Dehnung bei der harten Bronze. Der Anstieg zeigt sich nicht nur bei den Stäben gleicher Dicke (gleiches Zeichen in Abb. 5), sondern auch dann noch, wenn die Verschiedenheit der Blechdicke unberücksichtigt gelassen wird. Dies ist im allgemeinen nicht zu erwarten. Dementsprechend liegen auch die Werte der harten, 5 mm starken Stäbe außergewöhnlich tief, was seinen Grund nur in abweichender Vorbehandlung haben kann. Sowohl bei den weichen und harten Stäben fällt ferner ein Punkt aus den Kurven nach unten heraus. Dieser Stab ($27\ b/a = 31{,}4$) ist dadurch gekennzeichnet, daß er verhältnismäßig breit und kurz ist. Es ist daher zu vermuten, daß die Abweichung nicht zufällig, sondern auf eine Beeinflussung durch den Stabkopf zurückzuführen ist (s. u.).

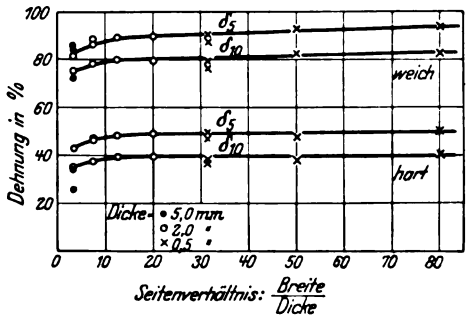


Abb. 5. Dehnungen δ_5 und δ_{10} in Abhängigkeit vom Seitenverhältnis bei Flachstäben.

Wie eingangs erwähnt, sind die in Abb. 5 eingetragenen Dehnungswerte auf der Breitseitenmitte der Stäbe ermittelt. Es ist aber auch vielfach üblich, die Dehnungen an der Schmalseite auszumessen. Hierdurch fallen die Werte, worauf noch unten eingegangen wird, größer aus, und zwar etwa um die Größe des Spaltes, der für verschiedene Stäbe verschieden ist (vgl. Abb. 9). Da dessen Einfluß aber gering ist, ist die Abhängigkeit der Dehnung vom Seitenverhältnis auch dann noch fast die gleiche wie in Abb. 5, jedoch praktisch schon von einem Seitenverhältnis $b/a = \sim 10$ konstant.

Um festzustellen, worauf die Zunahme der Dehnungswerte δ_5 und δ_{10} mit dem Seitenverhältnis zurückzuführen ist, wurden die Dehnungen in den einzelnen Stabteilen genauer untersucht, wobei zwecks Vergleichbarkeit der verschiedenen Stäbe alle Längen wieder in Vielfachen des Durchmessers d eines flächengleichen Rundstabes auszudrücken waren. Es wurden in jedem Stabe die Dehnungen symmetrisch zur Bruchstelle bestimmt, indem die Meßlängen vom Bruchintervall ausgehend schrittweise je um eine Teilungslänge rechts und links vom Bruch vergrößert wurden. Die für die verschiedenen Stäbe gleicher Form festgestellten Werte wurden gemittelt und in ein Schaubild eingetragen. Die Ausgleichskurven für verschiedene Seitenverhältnisse fielen dann nicht zusammen. Die Unterschiede treten am deutlichsten bei den in Abb. 6 wiedergegebenen Kurven für die 2,0 mm starken Bleche zutage. Sie verlaufen um so flacher und liegen um so höher, je breiter der Stab ist. Zu einem weitgehenden und anschaulicheren Bild der Dehnungsverhältnisse gelangt man, wenn die Dehnungsverteilung in den einzelnen Stabteilen in Abhängig-

[1] Eine inzwischen erschienene Arbeit von A. v. Zeerleder: Schweiz. Verb. Mat. Prüf. 1927 Ber., Nr. 8, ergibt einen übereinstimmenden Verlauf auch für zwei Aluminiumlegierungen, während bei hartem Aluminium geringe Abnahme mit wachsendem Seitenverhältnis festgestellt wurde.

Digitized by Google

keit von der Entfernung von der Bruchstelle aufgetragen wird. Diese aus Abb. 6 graphisch ermittelten Kurven sind in Abb. 7 gezeichnet[1]. Sie zeigen zunächst nur, daß im Einschnürbereich für Entfernungen von mehr als etwa $0{,}5d$ von der Bruchstelle die Dehnungen bei den breiten Stäben höher liegen als bei den schmalen. Daraus kann aber geschlossen werden, daß der Einschnürbereich bzw. der auf die Einschnürung entfallende Anteil der Dehnung mit der Stabbreite wächst. Trägt man schließlich noch für jede Stabform die Abnahme der Dehnungswerte Abb. 7 mit der Entfernung vom Bruch auf, so erhält man die in Abb. 8 wiedergegebenen Kurven, wo auch noch die in gleicher Weise für einige 5,0 und 0,5 mm starken Bleche ermittelten Linien eingezeichnet sind. Diese Darstellung zeigt deutlich, daß der Einschnürbereich um so größer ist, je breiter der Stab ist. Der „Einschnürkegel" ist bei den breiten Stäben lang und schlank, bei den schmalen kurz und stark konisch.

Wie zu erwarten war, konnte die Dehnungszunahme von δ_5 und δ_{10} mit dem Seitenverhältnis nur durch den Einfluß der Einschnürung zu erklären sein, da durch

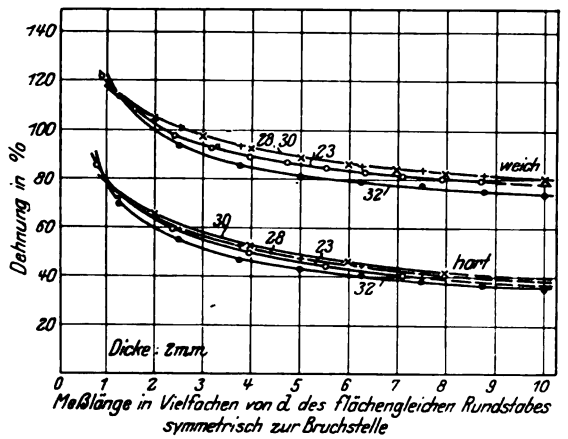


Abb. 6. Dehnungen symmetrisch zur Bruchstelle in Abhängigkeit von der Meßlänge bei Flachstäben von 2,0 mm Dicke und verschiedener Breite.

frühere Untersuchungen[2] sichergestellt ist, daß bis zum Beginn der Einschnürung das Abmessungsverhältnis des Probestabes erhalten, also auch die Dehnung (als Gleichmaßdehnung) bei allen Proben praktisch gleich bleibt. Da jedoch die Bruchquerschnittsverminderung mit wachsendem Seitenverhältnis abnimmt[2 3], so gilt das gleiche auch für die Dehnungen in unmittelbarster Nähe der Bruchstelle; denn beide Größen sind auf Grund der Volumenkonstanz durch eine einfache Beziehung miteinander verknüpft. Auch aus den hier wiedergegebenen Kurven, Abb. 6 und 7, kann man daraus, daß nach der Bruchstelle hin die Kurven sich anscheinend überschneiden, auf diese Abnahme der Bruchquerschnittsverminderung mit dem Seitenverhältnis schließen. Wäre dieser Einfluß allein vorhanden, so ließe sich vermuten, daß auch die Bruchdehnungen δ_5 und δ_{10} mit der Breite abnehmen. Da aber nach obigen Untersuchungen mit zunehmender Breite auch eine Vergrößerung des Einschnürgebietes stattfindet, so stellt sich hier trotz der Abnahme der Bruchquerschnittsverminderung ein Anstieg der Dehnungen δ_5 und δ_{10} ein. Die Abhängigkeit der Dehnungen von der Breite ist jedenfalls bedingt durch diese

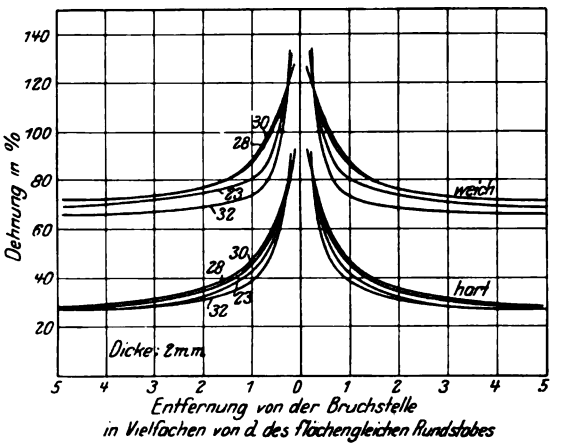


Abb. 7. Dehnungen in den einzelnen Stabteilen symmetrisch zur Bruchstelle bei Flachstäben von 2,0 mm Dicke und verschiedener Breite.

gegeneinander wirkenden Faktoren. Es erscheint also durchaus möglich, daß je nach dem Werkstoff ein Maximum, ein Anstieg oder ein Abfall der Dehnungen eintritt; es kommt nur darauf an, ob die Einbuße an Dehnung in nächster Nähe der Bruchstelle durch die stärkeren Dehnungen im übrigen Teil des Einschnürbereichs bis zur Meßlänge 5 bzw. $10d$ ausgeglichen wird oder nicht. Bei Stoffen, die wie die untersuchte Bronze stark einschnüren, ist danach in der Regel eine Zunahme der Dehnung mit dem Seitenverhältnis zu erwarten.

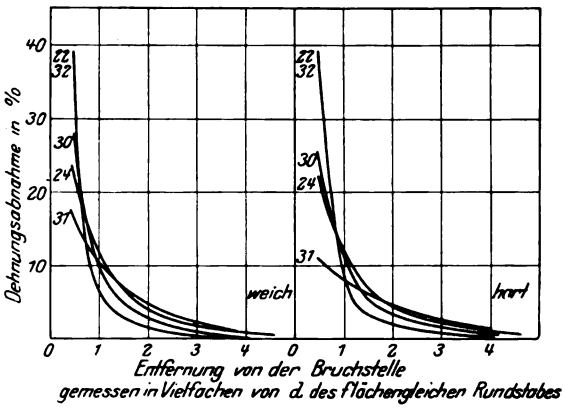


Abb. 8. Dehnungsabnahme in den einzelnen Stabteilen symmetrisch zur Bruchstelle mit der Entfernung vom Bruch bei Flachstäben verschiedener Abmessungen.

Einfluß der Bruchausbildung.

Die Dehnungen eines Flachstabes sind, wie oben erwähnt worden ist, abhängig von der Art der Messung. Bekanntlich gelangt man zu verschiedenen Dehnungswerten, je nachdem man die Messung in der Mitte der Schmalseite oder der Breitseite vornimmt. Diese Verschiedenheit ist dadurch bedingt, daß nach Überschreiten der Höchstlast mit der Ausbildung einer Einschnürung sich der Querschnitt des Stabes verwirft. In der Mitte der Breitseite treten im Einschnürungsbereich stärkere Dehnungen auf als in der Mitte der Schmalseite; daher erfolgt der Bruch in der Regel zuerst in der Mitte der

[1] Den Ausgleichskurven in Abb. 6 wurden die Dehnungswerte für d, $2d$, $3d$ . . . abgegriffen, mit 1, 2, 3 . . . multipliziert, die Differenzen dieser Produkte gebildet und in Abb. 7 eingetragen.

[2] W. Kuntze u. G. Sachs: a. a. O.

[3] T. H. Beare u. W. Gordon: a. a. O.; W. Kuntze u. G. Sachs: a. a. O.

Digitized by Google

Breitseite und schreitet zur Schmalseite fort. Da während dieses Bruchvorganges die Schmalseiten weiter gereckt werden, ergeben die Bruchdehnungen an den Schmalseiten, in üblicher Weise gemessen, höhere Werte als an den Breitseiten. Beim Zusammenlegen der Bruchstücke des Stabes ist infolgedessen an der Breitseite ein Spalt vorhanden. Seine Größe gibt an, um wieviel die Teilchen an der Schmalseite insgesamt stärker gereckt worden sind. Es liegt daher nahe, aus der Größe des Spaltes von der Bruchdehnung in Breitseitenmitte auf die an den Schmalseiten zu schließen. Eine solche Berechnung führt jedoch zu falschen Ergebnissen, solange die Meßlänge kleiner ist als der Einschnürbereich, da die Querschnitte in diesem Gebiete nicht eben bleiben. Eine genaue Untersuchung nach dieser Richtung steht noch aus. Die dadurch bedingten Fehler sind aber für die üblichen Meßlängen, soweit sich bisher übersehen läßt, gering.

Die Größe des Spaltes in Millimetern ist aus Tafel II ersichtlich. Die Abhängigkeit vom Seitenverhältnis zeigt Abb. 9. Die Erhöhung, welche die an der Breitseitenmitte gemessenen Dehnungswerte δ_5 bzw. δ_{10} erfahren, betragen maximal 2,2 bzw. 1,1% beim weichen und 2,9 bzw. 1,5% beim harten Material. Eine gesetzmäßige Abhängigkeit der Spaltgröße vom Seitenverhältnis und damit der Dehnungserhöhung kann aus obigen Versuchsergebnissen noch nicht mit Sicherheit abgeleitet werden, besonders was die großen Breiten anbetrifft. Doch läßt der übereinstimmende Verlauf der Kurven bei den Seitenverhältnissen unter 20 vermuten, daß ein Zusammenhang mit den Brucherscheinungen besteht. Wie aus der Gegenüberstellung der zerrissenen harten Stäbe in Abb. 10 bis 13 hervorgeht, findet bei einem Seitenverhältnis $b/a \sim 8$ ein Wechsel in der Bruchausbildung statt; für $b/a < 8$ verläuft die Bruchlinie auf der Breitseite quer zur Achse, bei $b/a > 8$ bildet sich ein „Reißwinkel" von $\sim 62°$ heraus[1]. Bei dem weichen Material ist die Veränderung der Bruchausbildung mit dem Seitenverhältnis ebenfalls, wenn auch weniger scharf, vorhanden.

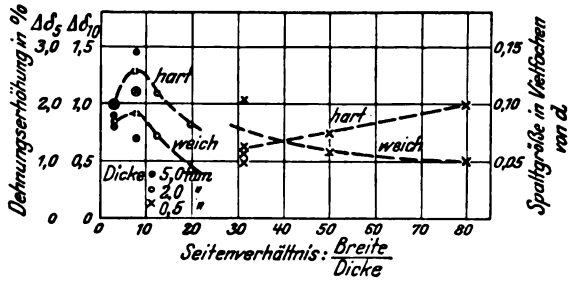


Abb. 9. Größe und Einfluß des Spaltes auf die Dehnungen in der Mitte der Breitseite bei Flachstäben verschiedener Abmessungen.

Bemerkenswert erscheint, daß der Übergang von einer Bruchform zur anderen sich allmählich vollzieht. In der Nähe des kritischen Seitenverhältnisses sind oft beide Bruchformen in Stäben gleicher Form zu finden. Auch bei den breitesten Stabformen treten noch, wie Abb. 14 und 15 zeigen, gewisse Störungen in der Reißwinkelbildung ein. Der schräge Bruch hängt offenbar damit zusammen, daß in der Nähe der Bruchstelle zwei Systeme paralleler Fließfiguren entstehen, die sich durchkreuzen und mit der Stabachse einen Winkel von $\sim 62°$ einschließen; der Bruch folgt diesen Fließlinien, springt jedoch häufig auf eine benachbarte Linie desselben Systems über. Schließlich gibt Abb. 16 noch eine besondere Bruchform wieder, die aber in keinem Widerspruch zur Reißwinkelbildung steht, da die Bruchlinien gegen die Stabachse wieder um den Winkel von 62° geneigt sind. Inwieweit sich die erwähnten Störungen auf die Dehnungen an den verschiedenen Stellen des Querschnitts auswirken und dadurch die Spaltgröße beeinflussen, muß einer gesonderten Untersuchung vorbehalten bleiben.

Einfluß der Bruchlage.

Die an einem Probestab gemessenen Dehnungen fallen dann am größten aus, wenn der Bruch in der Mitte der Meßlänge erfolgt, da in diesen Fällen die Dehnungsbehinderung durch den Stabkopf am weitestgehenden ausgeschaltet ist. Auch die Einschnürung bildet sich ungestört nur dann aus, wenn sie möglichst weit vom Stabkopf entfernt ist, also in der Regel dann, wenn die Meßlänge des Stabes genügend groß bemessen ist.

Bei einem Zerreißversuch erfolgt nun ein Bruch häufig nicht in der Mitte der Meßlänge. Daher werden die Dehnungswerte δ_l, gemessen über die gesamte Meßlänge, wahrscheinlich um so kleiner ausfallen, je näher die Bruchstelle am Stabkopf liegt. Ein Vergleich der Dehnungen δ_l für 4 Stäbe gleicher Abmessung in Tafel II zeigt aber, daß bei keinem der beiden untersuchten Bronzematerialien infolge der Streuung der Werte ein solcher Einfluß erkennbar ist.

Für genauere Untersuchungen sind die Dehnungen symmetrisch zur Bruchstelle von größerer Bedeutung, insbesondere die Werte δ_5 und δ_{10}, die bei der Abnahmeprüfung als Gütemaßstab für die Beurteilung eines Materials herangezogen werden. Die Messungen gründen sich darauf, daß bei ungestörten Verhältnissen die Formänderungen zu beiden Seiten der Bruchstelle in gleicher Weise vor sich gehen müssen. Bei einer Auswertung bietet sich jedoch eine Schwierigkeit, die durch die Bruchlage im Bruchintervall bedingt ist. Zu genauen Werten gelangt man nur, wenn der Bruch an einem Teilstrich oder in der Mitte des Teilungsintervalls liegt. Bei unsymmetrischer Lage zu den Teilstrichen muß man sich mit Näherungswerten begnügen, die stets kleiner ausfallen müssen als die genauen Werte. Die Dehnungsermittlung kann bei Probestäben mit derartiger Bruchlage im allgemeinen nach zwei Näherungsmethoden erfolgen. Entweder nimmt man an, der Stab sei in der Mitte des Teilungsintervalls gebrochen, und bestimmt die Dehnungen für Meßlängen $1l_t$, $3l_t$, $5l_t$ usw., wobei l_t die Länge des Teilungsintervalls bedeutet. Oder man geht von einem das Bruchintervall abgrenzenden Teilstriche aus, und zwar dem, der der Bruchstelle am nächsten liegt, und berechnet die Dehnungen für Meßlängen $2l_t$, $4l_t$, $6l_t$ usw., also wie wenn der Bruch an diesem Teilstrich verlaufen wäre. Je besser die wirkliche Bruchlage mit der in der

[1] C. Bach: Elastizität und Festigkeit 1920, S. 143; W. Kuntze u. G. Sachs: Stahleisen 47, S. 219—226 (1927); O. Bauer, Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Z. Metallkunde 20, S. 202—208 (1928); F. Körber u. H. Hoff: Mitt. Eisenforsch. 10, S. 175—187 (1928); F. Körber u. E. Siebel: Mitt. Eisenforsch. 10, S. 189—192 (1928).

Digitized by Google

Berechnung angenommenen übereinstimmt, um so höhere Dehnungswerte müssen die Messungen liefern. So haben sich bei unseren Proben die höchsten Dehnungsunterschied, der sich aus den beiden verschiedenen Meßmethoden ergeben hatte, nur für die kleinen Meßlängen meßbare Werte. Bei größeren Meßlängen

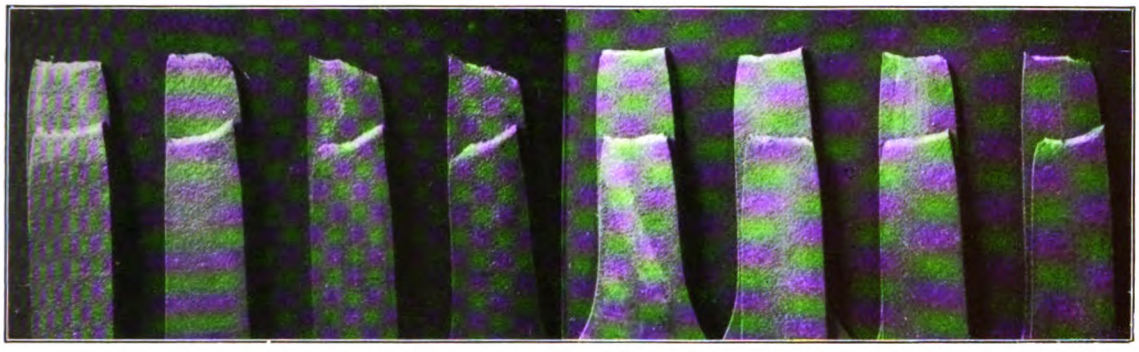


Abb. 11. $b/a = 7{,}85$.

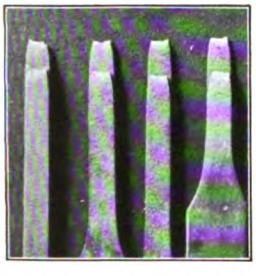


Abb. 10. $32 : b/a = 3{,}15$.

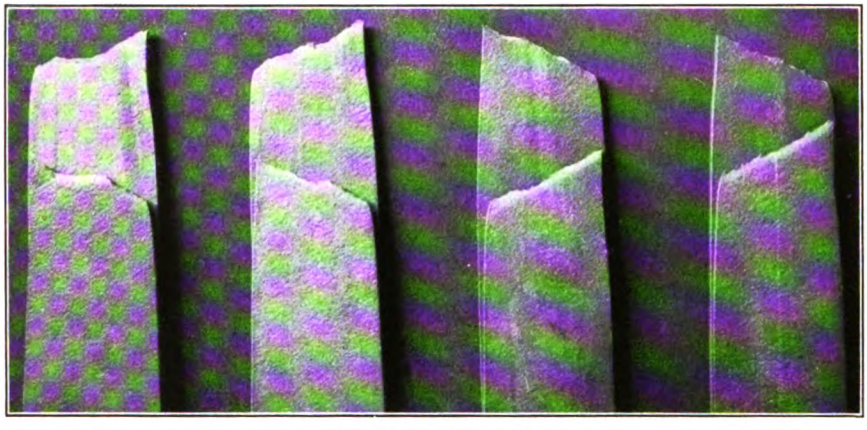


Abb. 12. $28 : b/a = 12{,}5$.

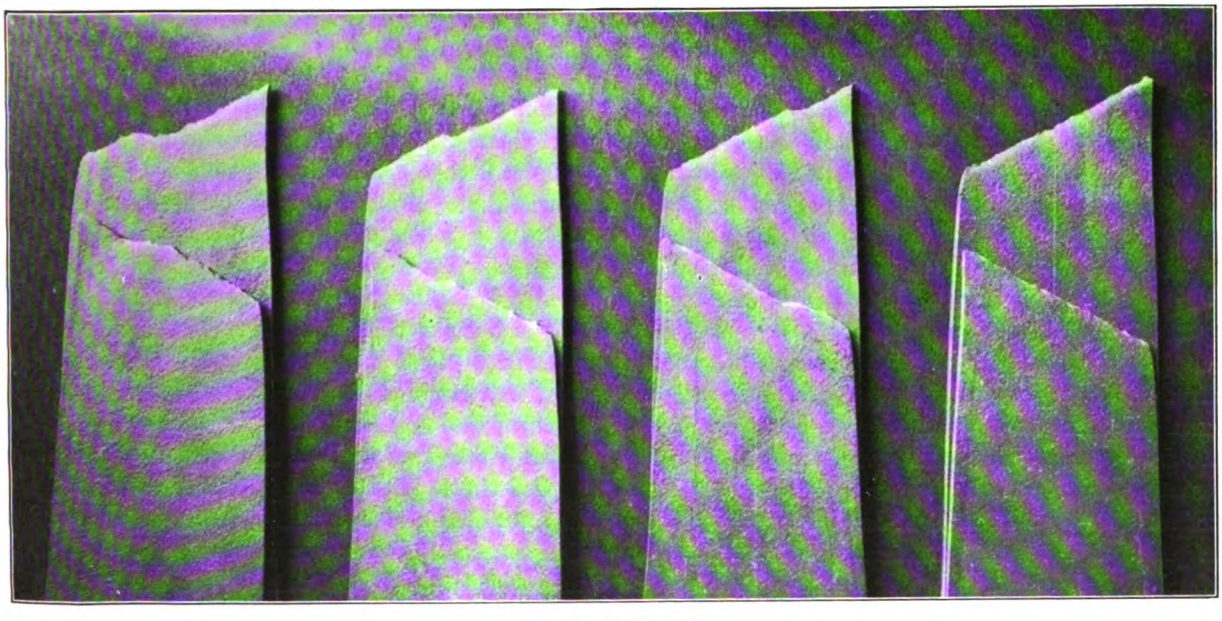


Abb. 13. $30 : b/a = 20$.

Abb. 10 bis 13. Wechsel der Bruchformen mit zunehmendem Seitenverhältnis b/a bei Flachstäben aus Bronze in hartem Zustande von 2,0 mm Dicke. ($^4/_5$ nat. Größe.)

nungen ergeben, wenn beim Bruch im mittleren Drittel des Abstandes der das Bruchintervall abgrenzenden Teilstriche die Meßlängen $1l_t$, $3l_t$, $5l_t$ usw. gewählt wurden, dagegen wurden größere Werte für Meßlängen $2l_t$, $4l_t$, $6l_t$ erzielt, wenn der Bruch im Enddrittel des Intervalls lag. Doch erreichte an demselben Stabe der war der Einfluß der unsymmetrischen Bruchlage überhaupt nicht mehr feststellbar, da sich mit zunehmender Meßlänge die Exzentrizität der Bruchstelle natürlich ständig verringert und dann die Störungen in der symmetrischen Dehnungsverteilung stärker in Erscheinung treten.

Digitized by Google

Praktisch wichtig ist die Frage, ob für die vorliegenden Stabformen die bei den Meßlängen $5d$ bzw. $10d$ mögliche unsymmetrische Lage des Bruches auf die Dehnungen δ_5 und δ_{10} noch einen merklichen Einfluß ausübt. Bei der Ermittlung der Dehnungen hat man danach zu streben, die Bruchstelle möglichst in die Mitte dieser Meßlängen zu bekommen. Dies läßt sich um so besser erreichen, je mehr Teilungsintervalle die fraglichen Meßlängen enthalten. Bei der auf unseren Versuchsstäben angebrachten Teilung von 5 bzw. 10 mm war die Unterteilung der Meßlängen $5d$ bzw. $10d$ für die einzelnen Stabformen sehr verschieden. So enthielten z. B. die Stäbe 24 und 27 mit den kleinsten Querschnitten nur 3 bzw. 6 Intervalle innerhalb der Meßlängen $5d$ bzw. $10d$. Bei diesen Stäben wurden die besten Dehnungswerte δ_5 stets erzielt, wenn man die erforderlichen 3 Intervalle so wählte, daß das Bruchintervall in der Mitte lag. Bei den Dehnungen δ_{10} ergaben sich die höchsten Werte dann, wenn man bei der Festlegung der Meßlänge von dem der Bruchstelle am nächsten liegenden Teilstrich ausging und nach beiden Seiten 3 Intervalle abzählte. In ähnlicher Weise wurden auch die Dehnungen δ_5 und δ_{10} bei den anderen Stabformen bestimmt und die Meßlängen symmetrisch zur Mitte des Bruchintervalls oder symmetrisch zu dem der Bruchstelle am nächsten gelegenen Teilstrich gewählt, je nachdem die erforderliche Zahl der Intervalle ungerade oder gerade war. Eine Untersuchung, wie stark die so ermittelten Dehnungen von den genauen Werten abwichen, war bei den meisten Stäben nicht möglich, da sich die genauen Dehnungen (infolge zu grober Unterteilung) nicht bestimmen ließen. Doch zeigte eine Durchrechnung von Stäben 22 unter Annahme verschiedener Teilungen und verschiedener Lage des Bruches zu diesen Teilungen, daß bei den angegebenen Meßverfahren die Abweichungen vom genauen Wert für die kurze Meßlänge von $5d$ auch bei dreimaliger Unterteilung nur höchstens 0,5 Dehnungsprozente ausmachten. Bei dem vorliegenden Versuchsmaterial waren also die Fehler, die sich maximal aus der unsymmetrischen Lage des Bruches in den Meßlängen $5d$ bzw. $10d$ ergeben konnten, so klein, daß sie gegenüber der Streuung der Dehnungen δ_5 und δ_{10} für die vier Stäbe gleicher Abmessung nicht ins Gewicht fielen.

Eine weitere Beeinflussung können die Dehnungen symmetrisch zur Bruchstelle durch den Stabkopf erfahren, der sich dahin auswirkt, daß die Verformung in seiner Nähe behindert wird. Wie sich diese Behinderung schon ohne genauere Messung erkennbar macht, geht aus Aufnahmen je eines der breitesten Stäbe aus harter Bronze in Abb. 14 und 15 deutlich hervor; die plastisch verformten Stabteile haben eine matte Oberfläche, während die übrigen Stabteile blank geblieben sind. Der Einfluß des Stabkopfes müßte sich bei den Dehnungen symmetrisch zur Bruchstelle um so kräftiger bemerkbar machen, je näher die Bruchstelle an die Stabköpfe zu liegen kommt. Wie aber ein Vergleich der Dehnungen δ_5 und δ_{10} für Stäbe gleicher Abmessungen in Tafel II zeigt, läßt sich ein solcher Einfluß infolge der auftretenden Streuungen nicht nachweisen, selbst dann nicht, wenn zur Ermittlung der Dehnungen, wie in den Normen angegeben, eine Ergänzung der Meßlänge erforderlich war. (Diese Werte sind in Tafel II durch * gekennzeichnet.)

Abb. 14.

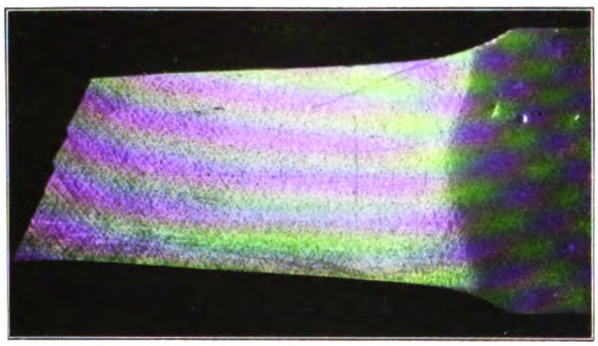


Abb. 15.

Abb. 16. Besondere Form der Reißwinkelbildung.

Abb. 14 und 15. Fließfiguren und Reißwinkelbildung. (Die Aufnahmen sind der Deutlichkeit wegen verzerrt.)

Daß ein Stabkopfeinfluß jedoch vorhanden ist, lassen die Abb. 17a und 17b erkennen, in denen für einige Stäbe die gemessenen Dehnungen in den einzelnen Stabteilen aufgezeichnet sind. So weisen die breiten Stäbe eine stetige Abnahme der Dehnungen nach den Stabköpfen hin auf. Dementsprechend nehmen auch die Bruchstücke über die ganze Länge hin eine deutlich erkennbare konische Form an. Dieses tritt um so stärker in Erscheinung, je kürzer der Stab ist; besonders bei den Stäben 27 und wahrscheinlich auch bei Stäben 30 (aus weicher Bronze) ist die Meßlänge so klein, daß auch die Ausbildung der Einschnürung behindert wird. Hierdurch ist auch die Erklärung für die verhältnismäßig geringen Werte δ_5 und δ_{10} der Stäbe 27 in Abb. 5 gegeben. Eine zahlen-

Digitized by Google

mäßige Untersuchung über die Größe des Stabkopfeinflusses nach Gleichung I konnte bei den breiten, kurzen Stäben zu keinem Ergebnis führen, da die Gleichmaßdehnung unbestimmt war; sie blieb aber auch bei den verhältnismäßig langen Stäben erfolglos, da sich, wie etwa aus den Kurven für die Stabform 32 in Abb. 17 ersichtlich, außer der Brucheinschnürung noch weitere Einschnürungen ausgebildet haben, die das Ergebnis fälschten.

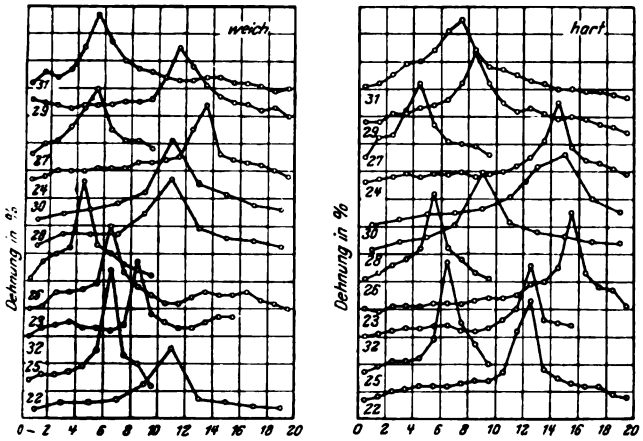


Abb. 17 a und b. Dehnung in den einzelnen Stabteilen bei Flachstäben verschiedener Abmessungen. (Die Kurven sind in der Höhenlage verschoben.)

Eine besondere Untersuchung erstreckte sich noch darauf, ob sich das Auftreten der Einschnürungen, sowie anderer Unregelmäßigkeiten, z. B. in Abb. 17 a die beim Stab 29 besonders stark auftretende Dehnungszunahme zum Stabkopf hin, auf die Breitenunterschiede bzw. die Querschnittsunterschiede zurückführen läßt, welche bei der üblichen Herstellung der Probestäbe entstehen können. Die Breite der Probestäbe war innerhalb der Meßlänge bis dicht an die Stabköpfe heran innerhalb 0,5% konstant, in der Nähe des letzten Teilstriches erreichten die Abweichungen häufiger 1%. Die Dickenmessungen ergaben Schwankungen bis 0,02 mm, von denen aber nicht ohne weiteres klar ist, wie weit sie durch die Meßgenauigkeit beeinflußt sind. Es hat sich gezeigt, daß diese verhältnismäßig kleinen Unterschiede allein eine Erklärung für die Lage der Einschnürungen nicht liefern. Es müssen also noch andere stärkere Einflüsse vorhanden sein, die diese Abweichungen vom gewöhnlich angenommenen Dehnungsverlauf im Stabe hervorrufen und die Lage der Einschnürungen, insbesondere die der Bruchstelle, bestimmen.

Praktische Bedeutung der Ergebnisse.

Für die Prüfung dünner Bleche wird der Zugversuch viel angewandt. Es sind daher Bestrebungen im Gange, in Deutschland wie auch in Amerika[1], eine einheitliche Grundlage für das Prüfverfahren zu schaffen, die eine bestimmte Stabform vorschreibt und Anweisungen für die Vorbereitung der Proben und die Ausführungen der Messungen gibt. Eine besondere Schwierigkeit liegt in der Messung der Formänderungen. Da die Bruchquerschnittsverminderung meßtechnisch nur schwer zu bestimmen ist, kommt für die Beurteilung des Formänderungsvermögens praktisch nur die Bruchdehnung in Frage, die in verhältnismäßig einfacher Weise gemessen werden kann. Ihre Bestimmung bedarf einer Festlegung der Stabform und einer Angabe des Meßverfahrens.

Zur Prüfung aller Bleche bis 5 mm Dicke ist nur eine bestimmte Stabform, und zwar die der hier untersuchten Stäbe 22, 23, 24 von rund 15 mm Breite und 100 mm Meßlänge, in Aussicht genommen. Die Stäbe besitzen also keine geometrische Ähnlichkeit, sondern mit zunehmender Blechdicke wird sowohl das Meßlängenverhältnis $1/d$ wie das Seitenverhältnis b/a kleiner.

Das einfachste Meßverfahren besteht darin, die Dehnung für eine bestimmte Meßlänge, z. B. 100, 50 oder 25 mm symmetrisch zur Bruchstelle zu ermitteln. Die an den Stäben 22, 23, 24 gefundenen Werte liegen nun entsprechend Abb. 18 um so höher, je geringer die Meßlänge ist. Sie nehmen mit der Stabdicke zu, da das Meßlängenverhältnis kleiner wird. Diesem Anstieg gegenüber tritt der Einfluß des geringeren Seitenverhältnisses, durch den die Werte herabgedrückt werden, zurück.

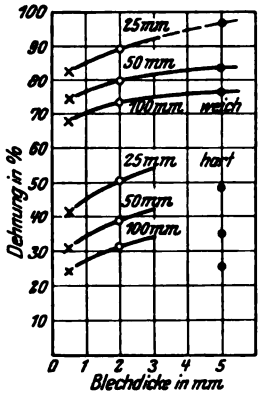


Abb. 18. Einfluß der Blechdicke auf die Dehnung der Bronze WBz 6 bei konstanter Meßlänge.

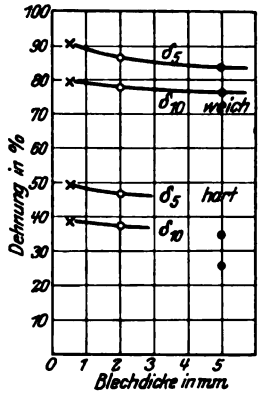


Abb. 19. Einfluß der Blechdicke auf die normenmäßigen Dehnungen von Bronze δ_5 und δ_{10}.

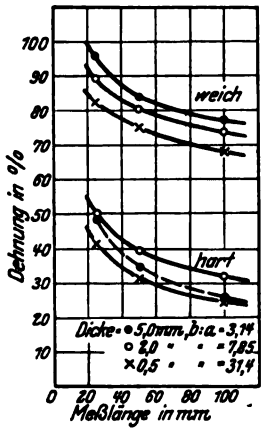


Abb. 20. Einfluß der Meßlänge auf die Dehnung verschiedener Bleche aus Bronze.

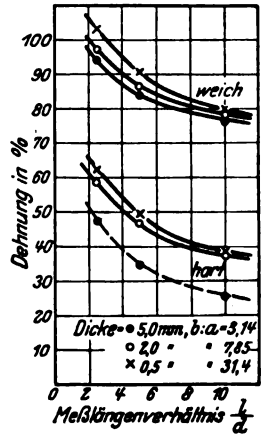


Abb. 21. Einfluß des Meßlängenverhältnisses auf die Dehnung verschiedener Bleche aus Bronze.

Etwas umständlicher ist die Bestimmung der Dehnung δ_5 und δ_{10}. Die Werte gehen aus Abb. 19 hervor. Hier tritt eine Abnahme der Werte mit wachsender Stabdicke zutage. Die auftretenden Dehnungsunterschiede sind aber viel geringer und nur auf den Einfluß verschiedenen Seitenverhältnisses zurückzuführen. Auf Grund der beiden Darstellungen Abb. 18 und Abb. 19 ist es also dem Betriebsmann möglich, aus einfachen Messungen,

[1] Vgl. den Bericht von W. Deutsch in Z. Metallkunde 19, S. 194—196 (1928).

Digitized by Google

z. B. über die Länge von 100 mm, auf die normenmäßigen Dehnungen δ_5 und δ_{10} für ein bestimmtes Material zu schließen.

Einen Vergleich mit anderen Stabformen, insbesondere auch solchen des Auslandes, ermöglichen die Abb. 20 und 21, in denen die Dehnungen für Stäbe verschiedener Stärke a, also verschiedenen Seitenverhältnisses b/a, in Abhängigkeit von der Meßlänge in Millimetern und in Vielfachen vom Durchmesser d des flächengleichen Rundstabes dargestellt sind. Die Kurven fallen mit zunehmender Meßlänge ab. In Abb. 20 verlaufen die Kurven um so höher, je dicker die Stäbe sind, da bei gleicher Meßlänge l in Millimetern das Meßlängenverhältnis l/d mit der Stabdicke abnimmt. Gleichzeitig wird aber das Seitenverhältnis mit zunehmender Stabdicke geringer. Die dadurch bedingte Abnahme der Dehnungen ist jedoch nicht stark genug, um den dehnungserhöhenden Einfluß des kleineren Meßlängenverhältnisses auszugleichen. Die Kurven Abb. 21 geben den Einfluß des Seitenverhältnisses wieder. Sie liegen um so höher, je größer das Seitenverhältnis, je dünner also der Stab ist. Ist demnach die Dehnung eines beliebigen, z. B. ausländischen Probestabes für eine bestimmte Meßlänge bekannt, so kann man sie an Hand der gegebenen Darstellungen innerhalb der gezeichneten Grenzen mit der entsprechenden Dehnung der deutschen Normalstäbe vergleichen, wenn man das Seitenverhältnis des Probestabes wie auch seine Dicke kennt.

Die in Abb. 18 bis 21 ersichtlichen Abweichungen von den hier dargelegten Gesetzmäßigkeiten deuten auf eine Verschiedenheit des Materials hin. Im allgemeinen ist ja eine so gute Übereinstimmung wie hier zwischen Blechen verschiedener Stärke nicht zu erwarten. So liegen denn auch die Versuchspunkte der harten, 5,0 mm starken Stäbe außergewöhnlich tief gegenüber denen der 2,0 und 0,5 mm starken Proben.

Prüfung von Seildrähten durch Zug- und Biegeversuche.

Von **G. Sachs** und **H. Sieglerschmidt**[1].

Das wichtige Konstruktionsglied für Transmissions- und Förderzwecke, das Drahtseil, hat eine im Vergleich zu anderen Konstruktionsteilen einzig dastehende geringe Lebensdauer von wenigen Jahren oder sogar nur Monaten. Infolge der verwickelten Beanspruchung auf Zug und Biegung (evtl. auch Verwindung), der das Seil im Betriebe unterworfen ist, und der mechanischen und chemischen Verletzungen, die als zusätzliche Beanspruchungen hinzukommen, ist die eigentliche Bruchursache bisher noch eine umstrittene Frage[2].

Die meisten Praktiker und alle Forscher, die der Drahtseilfrage auf experimentellem Wege nachgegangen sind[3], vertreten den Standpunkt, daß die hauptsächliche Beanspruchung des Seils die wiederholten Biegungen um die Seil- und Leitrollen sind. Hierbei geht das Seil allmählich durch Ermüdung zugrunde. Der zusätzlichen Zugbeanspruchung wird geringere Bedeutung beigemessen; jedoch erfolgt die Dimensionierung der Seile auf Grund ihrer Tragkraft auf Zug. Die Torsionsbeanspruchung wird in der Regel ganz vernachlässigt. Daß die Torsionsprüfung häufig als wichtig angesehen wird, dürfte wohl mehr auf der Bedeutung dieser Probe zur Erkennung von Fehlstellen und Ungleichmäßigkeiten beruhen.

Die Abnahmevorschriften für Seile[1] verlangen in der Regel nur die Feststellung der Zugfestigkeit und der Biegezahl der einzelnen Drähte (in einem technologischen Hin- und Herbiegeapparat, um einen Krümmungsradius, der 2—3mal so groß ist als die Drahtdicke). Daneben wird häufig noch die Verwindungszahl bestimmt. Die Zugfestigkeit gibt die Unterlage für die Dimensionierung des Seiles, das im Betriebe mit $^1/_6$—$^1/_{10}$ der Bruchlast beansprucht werden darf. Die Biegezahl darf einen gewissen Betrag nicht unterschreiten, um ein gewisses Formänderungsvermögen des Drahtes zu gewährleisten, das erfahrungsgemäß notwendig ist.

Dafür, daß an Stelle des Seiles einzelne Drähte geprüft werden, sind wohl in erster Linie praktische Gesichtspunkte maßgebend. Die Prüfung eines ganzen Seiles ist als Abnahmevorschrift zu umständlich, und es fehlen meist Zerreißmaschinen für die erforderlichen hohen Kräfte. Die Bedenken, die gegen die Prüfung einzelner Drähte erhoben werden, haben sich bisher versuchsmäßig nicht begründen lassen. Die Festigkeiten von Seilen (bezogen auf 1 mm² Drahtquerschnitt) sind nur wenig geringer und die Biegezahlen sogar höher als die einzelner Drähte gefunden worden[2]. Es scheint danach, daß es in erster Linie auf die Eigenschaften der einzelnen Drähte ankommt. Natürlich wird aber auch die Konstruktion des Seils eine Rolle spielen, welche Frage aber bisher anscheinend noch nicht klargestellt ist.

Gegen die Abnahmevorschriften werden vielfach Einwände erhoben, da sie der praktischen Beanspruchung

---

[1] Original: Metallwirtsch. VIII. S. 129—138 (1929).

[2] Untersuchungen an gerissenen und angebrochenen Seilen haben wenig zur Lösung dieser Frage beitragen können. Vgl. E. Heyn u. O. Bauer: Stahleisen 28, S. 1240—1242 (1908); M. Rudeloff: Materialprüfungsamt 33, S. 198—209 (1915); C. Bach: Forschungsarb. H. 177 (1915); M. Rudeloff: Materialprüfungsamt 37, S. 303—322 (1919); Stamer u. Fiek: Materialprüfungsamt 40, S. 267—281 (1922); C. H. Desch: Trans. Inst. Min. Eng. 75, S. 19—36 (1928).

[3] Z. B.: M. Rudeloff: Materialprüfungsamt 15, S. 137 bis 208 (1897); Vaughan u. Epton: Eng. 105, S. 201 (1908I); Bock: Glückauf 45, S. 1545—1550, 1675—1685 (1909); Speer: Glückauf 48, S. 736—747, 781—788, 824—829, 1145—1160, 1194—1198 (1912); J. Seigle: Rev. Ind. min. 4, S. 65—74 (1923), vgl. Stahleisen 43, S. 699 (1923); R. G. Batson: Testing 1, S. 7—22 (1924); H. Sieglerschmidt: Z. techn. Phys. 5, S. 79—83 (1924); Z. V. d. I. 71, S. 517—520 (1927); W. Kuntze, G. Sachs u. H. Sieglerschmidt: Z. Metallkunde 20, S. 64—68 (1928).

[1] Bergpolizei-Vorschriften s. Aus der Praxis für die Praxis, 2. Aufl. Weimar: Polytechn. Verlag Clary & Co. 1914. — H. Altpeter: Die Drahtseile, ihre Konstruktion und Herstellung. Halle: Martin Boener 1926.

[2] M. Rudeloff: Materialprüfungsamt 15, S. 137—208 (1897); 40, S. 10—33 (1922); Bock: Glückauf 45, S. 1545 bis 1550, 1675—1685 (1909).

Digitized by Google

nicht entsprechen. Es ist jedoch noch kein Versuch unternommen worden, die Beurteilung eines Drahtes auf Grund der Abnahmevorschriften seinem Verhalten bei einem den Betriebsverhältnissen angepaßten Versuch gegenüberzustellen. Bezüglich des Einflusses der Festigkeit zeigen nun die bisherigen Erfahrungen und Versuche, daß Drähte mit hoher Festigkeit trotz einer entsprechend höheren Belastung im Durchschnitt eine höhere Lebensdauer aufweisen[1]. Jedoch ergeben schon diese Untersuchungen, daß hier offenbar sehr verwickelte Zusammenhänge vorliegen.

Der Grundgedanke einer systematischen Untersuchung über die Zweckmäßigkeit der bei der Prüfung von Seildrähten anzuwendenden Verfahren, wie er auch den Untersuchungen von Rudeloff, Bock und Speer[2] zugrunde liegt, ist demnach folgender. Biegeversuche mit großen Krümmungsradien und zusätzlicher Zugbeanspruchung entsprechen im wesentlichen den Verhältnissen in der Praxis. Eine solche Prüfung ist aber umständlich und daher nur dann zu empfehlen, wenn die ausschlaggebenden Materialeigenschaften durch andere Kennziffern nicht erfaßt werden können. Es ist daher festzustellen, in welcher Beziehung die in den Vorschriften geforderten Gütezahlen Festigkeit und Biegezahl sowie sonstige Kennziffern der Materialprüfung, z. B. Dehnung, Einschnürung usw., zu der der Praxis angepaßten Prüfung stehen und wieweit nach diesen Kennziffern die Eignung des Seildrahtes wirklich beurteilt werden kann. Diese Aufgabe soll im folgenden an Hand eingehender Versuche behandelt werden.

In dieser Formulierung ist die Seildrahtfrage ein recht typisches Beispiel für die gegenwärtige Entwicklung der Materialprüfung überhaupt, die in zwei einander entgegengesetzten Richtungen geht. Auf der einen Seite wird versucht, die oft sehr undurchsichtigen Kennziffern der Prüfverfahren auf fundamentale Eigenschaften des metallischen Werkstoffes zurückzuführen. Wir verdanken dieser von Ludwik[3] eingeleiteten und mit Erfolg verfolgten Arbeitsrichtung eine gewisse Einsicht in die sich bei den technologischen Beanspruchungen und Prüfungen abspielenden Verformungs- und Bruchvorgänge. Eine solche Einsicht ist eine unbedingte Notwendigkeit, wenn wir aus den Prüfungen zuverlässige Rückschlüsse auf das praktische Verhalten ziehen wollen[4].

Die praktischen Beanspruchungsvorgänge sind aber teilweise derart verwickelt und so wenig geklärt, daß eine solche Verknüpfung vorläufig in vielen Fällen nicht möglich ist. Das Bestreben geht daher auch dahin, die Prüfverfahren möglichst weitgehend den Verhältnissen in der Praxis anzunähern, vielfach unter Verzicht auf eine Vorstellung über die wahre Bedeutung der ermittelten Kennziffern und ihre Beziehung zu den Kennziffern einfacherer Versuche.

[1] M. Rudeloff: a. a. O.; Speer: Glückauf 48, S. 736 bis 747, 781—788, 824—829, 1145—1160, 1194—1198 (1912).
[2] A. a. O.
[3] Z. B.: P. Ludwik: Z. Metallkunde 14, S. 101—110 (1922); 16, S. 207—212 (1924); Z. V. d. I. 68, S. 212—214 (1924); Bachheft der Forschungsarbeiten S. 56—61 (1927).
[4] Vgl. G. Sachs: Z. V. d. I. 70, S. 1167—1169 (1926).

A. Versuchsdurchführung.

Apparatur: Für die praktischen Dauerbiegeversuche, die sog. „Biegerollenversuche", wurde eine neue Vorrichtung entworfen, welche die Krümmung der Biegung in weiten Grenzen zu verändern gestattete. Abb. 1—3 zeigen schematisch die bei den neueren Versuchen benutzten Einrichtungen. In Abb. 4 ist die versuchsfertige Apparatur gemäß Abb. 2 wiedergegeben.

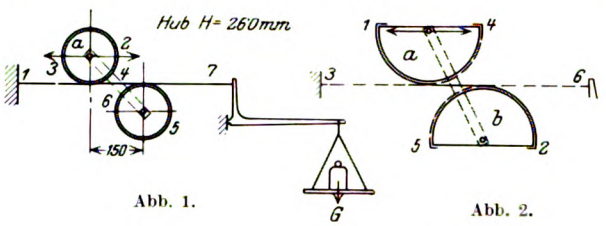


Abb. 1.

Abb. 2.

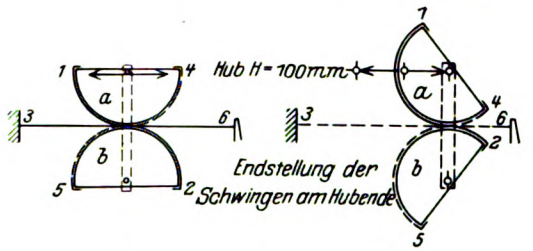


Abb. 3.

Abb. 3a.

Abb. 1 bis 3a. Einrichtungen für Biegerollenversuche (*a* und *b* Rollen, *G* Gewicht).

Bei den Einrichtungen Abb. 2 und 3 wird der Draht 1—2 an den Schwingen *a* und *b* befestigt; 3—4 und 5—6 sind biegsame Bänder, die am Maschinengestell bei 3 und am Gewichtshebel bei 6 befestigt sind. Die am Gewichtshebel angebrachte oder direkt wirkende Last spannt die Probe und die biegsamen Bänder.

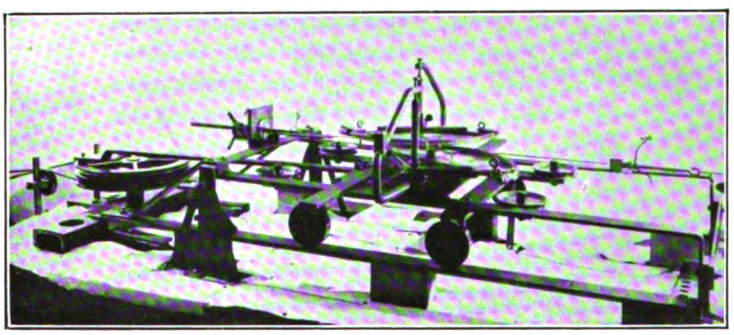


Abb. 4. Versuchsfertige Apparatur.

Die Schwingen werden in Richtung des gespannten Drahtes mit Hilfe eines Wagens, an dem die Achsen der Schwingen befestigt sind, hin und her bewegt. Beim Hin- und Hergang des Wagens wickelt sich der Draht auf die Länge $H = 100$ mm (Abb. 3) bzw. $H—150 = 110$ mm (Abb. 1 u. 2) 2 mal von einer Rolle auf die andere. Er wird somit 2mal hin und her gebogen.

Um die Drähte zum festen Anliegen an die Rollen zu bringen, d. h. also, um die Drähte wirklich um die Krümmung der Rollen herumzubiegen, ist es notwendig, sie durch eine Zuglast anzuspannen.

Digitized by Google

Die Unterbrechung der Hin- und Herbewegung des Wagens beim Bruch des Probedrahtes wurde selbsttätig durch Ausschaltung des Betriebsstromes mit Hilfe des fallenden Gewichts bewirkt.

Bei Prüfung dünner Drähte wurden mehrere Biegevorrichtungen an dem gleichen Wagen angebracht. Biegerollenversuche konnten bei Krümmungsdurchmessern $D = 30$ bis 600 mm durchgeführt werden.

Eine früher für kleinere Rolldurchmesser benutzte Vorrichtung. Abb. 1, bei welcher der Draht von 1 nach 2, 3, 4, 5, 6, 7 um 2 Rollen *a* und *b* vollständig herumgewickelt war, ist bei den im folgenden besprochenen Versuchen nicht mehr zur Verwendung gelangt. Es ergaben sich nämlich bei Benutzung dieser Einrichtung für dünne Drähte meist auffallend hohe Biegezahlen. Als Ursache einer Erhöhung der Biegezahlen über die normalen, mit Hilfe der Einrichtungen Abb. 2 und 3 festgestellten Werte wurde eine Verdrillung des Drahtes während der Versuche festgestellt. Hierdurch kommen immer neue Stellen des Drahtumfanges zur Anlage an die Rollen, und die Stelle größter Beanspruchung wechselt ständig. Es erscheint bemerkenswert, daß hierdurch die Lebensdauer eines Drahtes auf das Doppelte und noch mehr heraufgesetzt wird[1].

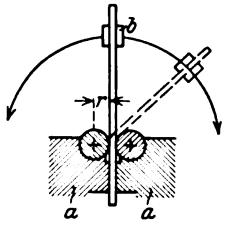


Abb. 5.

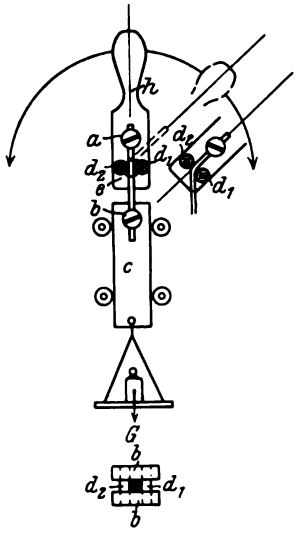


Abb. 6. Neue Einrichtung für Hin- und Herbiegeversuche an zugbelasteten Drähten. *h* Schwinge mit Achse, d_1 und d_2 Klemmbacken, *c* Gleitstück, *a* und *b* Befestigungsklemmen für den Draht, *G* Gewicht.

Technologische Hin- und Herbiegeversuche wurden an je 3—5 Proben bei Krümmungsdurchmessern von 2,5; 5; 10; 15 und 20 mm durchgeführt. In Abb. 5 ist schematisch die übliche Durchführung der technologischen Probe dargestellt. Zu beachten ist, daß die Probe nicht bis an die Abrundung der Klemmbacken heran eingespannt werden darf, da andernfalls durch Quetschungen an der Einspannung die Biegezahl leidet.

Abb. 6 zeigt eine neue, für technologische Biegeversuche mit dünnen Drähten bei Rollendurchmessern $D = 2{,}5$ und 5 mm benutzte Einrichtung, mit deren Hilfe auch der Einfluß einer Zuglast *G* auf das Ergebnis des Biegeversuchs festgestellt wurde. Der bei *a* an der Schwinge *h* und bei *b* an dem gewichtsbelasteten Gleitstück *c* befestigte Draht ist an der Schwinge zwischen den beiden Rundstiften d_1 und d_2 hindurchgeführt. Durch Drehen der Schwinge um ihre Achse *e* in Richtung der Pfeile wird der Draht einmal um den Rundstift d_1 (Rechtsdrehung), das andere Mal um den Rundstift d_2 (Linksdrehung) gebogen[1]. Um seitliches Ausweichen des Drahtes bzw. die Krümmung nach einem größeren Biegeradius möglichst zu verhindern, wurden die Drähte teilweise zwischen Begrenzungsbacken *b*, die auf die Biegerollen d_1 und d_2 aufgesteckt waren, gebogen (Abb. 6 unten).

Ermittelte Kennziffern. Ermittelt wird die Biegezahl *n* bis zum Bruch. Als eine Biegung gilt sowohl beim technologischen Biegeversuch als auch beim Biegerollenversuch das Umlegen des Drahtes aus der gestreckten in die um 90° gebogene Lage und wieder zurück. Das Umlegen erfolgt abwechselnd in der einen und der anderen Richtung. Entsprechend einer von vornherein angenommenen Gültigkeit des Ähnlichkeitsgesetzes, wonach unter ähnlichen geometrischen Verhältnissen die Beanspruchung und Biegezahl gleich groß ausfällt und in der weiteren Annahme, daß die Verkrümmung der Drahtachse maßgebend ist, wird als Bezugsgröße das Krümmungsverhältnis $v = \frac{D+d}{d}$, worin *d* der Drahtdurchmesser und *D* der Rollendurchmesser ist, benutzt.

Durch je 3—5 Zugversuche wurde neben der Festigkeit σ_B auch die gleichmäßige Querschnittsverminderung ψ_g und die Bruchquerschnittsverminderung (Einschnürung) ψ bestimmt, beide mittels eines Meßmikroskopes.

Die im allgemeinen gute Übereinstimmung der mit Probedrähten einer Sorte erhaltenen Einzelwerte ließ auf Gleichmäßigkeit der untersuchten Drähte schließen. Die Abweichung der Einzelwerte von den in Zahlentafel 2—4 eingetragenen Mittelwerten betrug bei den Zugfestigkeiten bis zu $\pm$ 5%, bei den Hin- und Herbiegeversuchen (Biegezahl *n*) bis zu $\pm$ 15% und bei den Biegerollenversuchen bis zu $\pm$ 20%.

Versuchsprogramm. In erster Linie handelte es sich, wie in der Einleitung ausführlich besprochen, darum, zu prüfen, wieweit die aus dem Biegerollenversuch ermittelte Biegezahl ersetzt werden kann durch die Kenntnis der Festigkeit und Biegezahl bei der technologischen Probe, evtl. auch durch andere Kennziffern. Als besonders wichtig erwies sich noch die Prüfung der Zusammenhänge mit der Einschnürung beim Zugversuch.

Zuvor war es jedoch notwendig, den Einfluß der Zugbelastung zu klären.

Weiterhin wurde dem Zusammenhang zwischen den beiden Biegeproben — dem Biegerollenversuch und dem technologischen Hin- und Herbiegeversuch — nachgegangen.

Schließlich wurde versucht, die aus den einzelnen Vergleichen gewonnenen Ergebnisse in der Weise zu vervollständigen, daß verwickelteren Beziehungen zwischen den verschiedenen kennzeichnenden Größen nachgegangen wurde.

Versuchsmaterial. Um etwaigen Gesetzmäßigkeiten beizukommen, haben wir uns nicht damit begnügt, Stahldrähte zu untersuchen, sondern es wurden außerdem eine größere Zahl verschiedener Stoffe herangezogen. Tafel 1 gibt eine Zusammenstellung der untersuchten

[1] Die früher [Z. V. d. I. 71, S. 517—520 (1927)] mitgeteilten Biegezahlen für die dünnen Drähte ($d < 1$ mm) sind also nicht einwandfrei.

[1] Nach diesem von Sieglerschmidt angegebenen Verfahren wurden früher bereits 0,02 mm dicke Glühlampenfäden auf Biegefähigkeit nach verschiedenen Brenndauern der Lampen untersucht.

Digitized by Google

Tafel 1. Zusammensetzung der verwendeten Materialien.

Drahtsorte		Material	Zusammensetzung	Lieferant	Zustand
2	●	Elektrolyt-Cu hart	—	AEG.-Metallwerke, Oberspree	gezogen
2a	◉	„ geglüht			gegl. 500°, 1/2 st.
3	●	Bronze hart	93,39 Cu, 6,05 Sn, 0,31 P, 0,16 Ni	AEG.-Metallwerke, Oberspree	gezogen
3a	◉	„ geglüht			gegl. 450°, 1/2 st
4	●	Aluminium hart	99,58 Al, 0,16 Si, 0,26 Fe	AEG.-Metallwerke, Oberspree	gezogen
4a	◉	„ geglüht			gegl. 370°, 1/2 st
5a	◉	Dur-Al. 681 B gegl.	94 Al, 4,2 Cu, 0,5 Mg, 0,6 Mn, 0,35 Si, 0,35 Fe	Dürener Metallwerke A.-G.	geglüht
5b	●	„ hart			gezogen
5c	◉	„ veredelt			veredelt
5d	●	„ „ u. hart			veredelt u. gezogen
9	●	Elektron A 5	94,95 Mg, 4,70 Al, 0,24 Mn, 0,04 Si, 0,07 Fe	I. G. Farbenindustrie A.-G. Bitterfeld	gepreßt
10	●	„ hart			gepreßt
11	×	Elektrolyteisen hart	—	W. C. Heraeus, Hanau	gezogen
11a	⊗	„ gegl.			gegl. 900°, 1/4 st
12	×	Flußeisen hart	0,04 C, 0,40 Mn, 0,082 P, 0,057 S, 0,106 Cu, 0,028 Ni, 0,02 Cr. Rest Fe	Westfäl. Drahtindustrie, Hamm	gezogen
12a	⊗	„ geglüht			gegl. 900°, 1/4 st
13	×	Stahl 0,65% C hart	0,66 C, 0,11 Si, 0,31 Mn, 0,021 P, 0,002 S, 0,11 Cu, 0,04 Ni, 0,035 Cr, Rest Fe	Westfäl. Drahtindustrie, Hamm	g zogen
13a	⊗	„ geglüht			gegl. 900°, 1/4 st
14	×	V 2 A-Stahl hart	71,9 Fe, 18,92 Cr, 7,96 Ni, 0,12 C, 0,46 Si, 0,43 Mn, 0,017 P, 0,005 S, 0,09 Cu	Westfäl. Drahtindustrie, Hamm	gezogen
14a	⊗	„ gegl.			gegl. 900°, 1/4 st
15	×	Seildraht 0,55 C hart	0,55 C, 0,60 Mn, 0,19 Si, 0,033 P, 0,017 S, Rest Fe	Felten & Guilleaume, Carlswerk A.-G., Köln-Mülheim	Anlieferung
15a	⊗	„ gegl.			geglüht 900°, 1/4 st
16	×	Seildraht 0,77 C hart	0,77 C, 0,31 Mn, 0,02 Si, 0,01 P, 0,016 S, Rest Fe	Felten & Guilleaume, Carlswerk A.-G., Köln-Mülheim	Anlieferung
16a	⊗	„ gegl.			geglüht 900°, 1/4 st

Materialien[1]. Die Zusammenstellung enthält auch Angaben über Zusammensetzung, Zustand usw.

B. Versuchsergebnisse.

Einfluß der Zugbelastung.

Ein Biegerollenversuch mit einem Drahte läßt sich im allgemeinen nur dann einwandfrei durchführen, wenn der Draht durch eine gewisse Zuglast angespannt wird, damit er sich der Krümmung der Rolle anschmiegt. Andernfalls ist besonders bei den härteren Stoffen der Krümmungsradius größer als vorgesehen, und die Biegezahlen fallen zu hoch aus.

Für die eigentlichen Biegerollenversuche wurde eine Zugbelastung σ von $^1/_{10}$ der Festigkeit σ_B gewählt, da diese Last der Höchstbelastung in der Praxis entspricht. Gleichzeitig wurde in besonderen Versuchsreihen — sowohl beim Hin- und Herbiegeversuch als auch beim Biegerollenversuch — der Einfluß der Zugbelastung auf einige Stoffe untersucht.

Der Einfluß der Zugbelastung auf den Biegerollenversuch ($\nu = 200$) geht aus Tafel 2 und Abb. 7—11 hervor. Der Abb. 7 läßt sich entnehmen, daß dieser Einfluß bis zu einer Zugbelastung $\sigma = 0{,}2\ \sigma_B$ nicht sehr wesentlich ist. Eine erhebliche Herabsetzung der Biegezahl n_{200}[1] durch Zugbelastungen in dieser Größe tritt nur bei einigen dünnen Drähten aus hartem Material (3,13) ein. Bis zu Zugbelastungen $\sigma = 0{,}05\ \sigma_B$ ist ein Einfluß kaum festzustellen; bei $\sigma = 0{,}1\ \sigma_B$ ist die Herabsetzung bei den erwähnten Stoffen (3,13) schon merklich, so daß diese Last vielleicht schon etwas hoch ist.

Abb. 8 gibt einen Versuch an hartem Kupfer wieder, bei dem Belastungen bis zu $\sigma = 0{,}35\ \sigma_B$ angewendet wurden. Erst oberhalb $\sigma = 0{,}2\ \sigma_B$ macht sich die Zugbelastung in einer schnellen Verminderung der Lebensdauer bemerkbar. Eine rohe Überschlagsrechnung aus der elastischen Rückfederung der Drähte zeigt, daß die Gesamtbeanspruchung zwischen der Streckgrenze und der Höchstlast lag. Die übliche Zuglast von $^1/_{10}$ der Festigkeit macht in diesem Falle nur $^1/_5$—$^1/_{10}$ der Gesamtbeanspruchung aus. Diese wird jedenfalls viel stärker durch Änderung des Rollenradius als durch Änderung der Zuglast beeinflußt (s. w. u.).

Ein mehr theoretisches Interesse haben die in Abb. 9 wiedergegebenen Versuche an ausgeglühtem Kupfer (1a) bis zu $\sigma \sim 0{,}4\ \sigma_B$. Hier zeigt sich sogar, daß durch Lasten bis etwa $^1/_4$ der Höchstlast (6 kg/mm²) die Biegezahl n_{200} erheblich erhöht wird und diese erst bei größeren

[1] Die Materialien sind größtenteils von den verschiedenen Firmen kostenlos zur Verfügung gestellt, wofür ihnen auch an dieser Stelle gedankt sei. Die Versuche über den Einfluß der Zuglast wurden z. T. auch an geglühtem Kupfer (1a) vom Kabelwerk der AEG. und hartgezogenen Kupferdrähten von Basse & Selve von 3,1 mm Durchmesser (1) durchgeführt.

[1] n für $\nu = \frac{D+d}{d} = 200$.

Digitized by Google

Tafel 2. Vergleich der Biegezahlen bei verschiedenen Zugbelastungen.

Drahtsorte	Material	Draht d mm	Zugfestigkeit σ_B kg/mm²	Bruchquerschnittsverminderung %	Zahl der Hin- und Herbiegungen n_6 für $v=6$ bei den Spannungen in Bruchteilen von σ_B 0,025	0,05	0,1	0,2	n_{200} für $v=200$ bei den Spannungen in Bruchteilen von σ_B 0,025	0,05	0,1	0,2
1	Kupfer hart	3,09	43,0	41,0	—	—	—	—	7200	6530	7029	6290[1]
1a	„ weich	3,11	24,9	72,2	—	—	—	—	8490	8750	9100	12600
2	Elektrolytkupfer hart . .	0,497	46,8	67,4	$9^3/_4$	$8^1/_4$	$6^1/_2$	$4^1/_2$	—	—	—	—
2a	Elektrolytkupfer geglüht b. 500°	0,500	26,8	74,2	$17^1/_2$	$18^1/_4$	$15^1/_2$	12	—	—	—	—
3	Bronze hart	0,504	102,0	66,6	$14^1/_4$	$11^1/_2$	$8^1/_2$	6	**54970**	**56172**	**49716**	**45730**[2]
3a	Bronze geglüht bei 450° .	0,498	46,3	84,7	36	$33^1/_4$	$27^1/_4$	26	**27850**	—	**28105**	**22123**
4	Aluminium hart	0,494	15,8	83,4	$17^1/_4$	14	$10^3/_4$	$8^1/_2$	—	—	—	—
4a	Aluminium geglüht bei 370°	0,500	9,4	94,5	25	25	$19^1/_4$	14	—	—	—	—
5d	Duralumin hart (681 B veredelt)	1,01	51,6	36,5	5	$4^3/_4$	$4^1/_2$	$3^1/_2$	—	—	—	—
9	Elektron A 5	1,063	27,4	38,0	$1^1/_3$	$1^1/_3$	$1^1/_3$	$1^1/_4$	**13888**	**11533**	**11979**	**10649**
13	Stahl 0,65 C hart	0,975	163,0	55,4	$16^1/_4$	$13^1/_4$	$9^3/_4$	$7^1/_2$	**29716**	**29687**	**22026**	**20870**
		2,00	135,0	59,9	—	—	—	—	17130	15979	17097	14707

Lasten stark abfällt. Berücksichtigt man, daß der Draht, wie Abb. 9 zeigt, beim Versuch erheblich dünner und

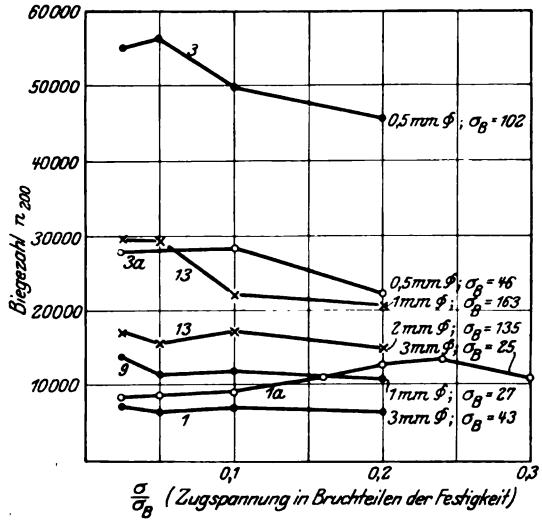


Abb. 7. Abhängigkeit der Biegezahl n_{200} von der Zugspannung.

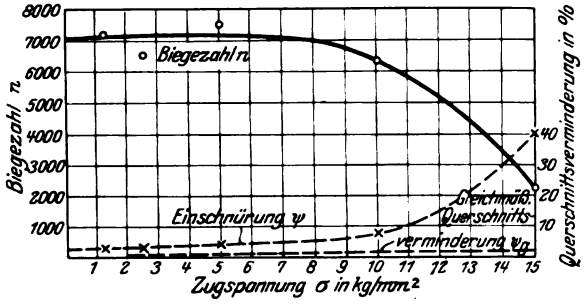


Abb. 8. Einfluß der Zugbelastung auf das Verhalten von hartgezogenem Kupferdraht bei Biegerollenversuchen. (σ_S = 20 kg/mm², σ_B = 43 kg/mm², d = 3,09 mm, D = 600) Mittelwerte aus je 3 Versuchen.

länger wird, und daß bei größerem Krümmungsverhältnis v die Biegezahl des untersuchten Weichkupferdrahtes etwa im umgekehrten Verhältnis der Querschnitte höher

[1] Die Belastungen waren für Material 1 etwas höher, als am Kopf der Tabelle angegeben, und zwar: 0,029, 0,058, 0,116 und 0,233.

[2] Die fettgedruckten Biegezahlen n_{200} wurden mittels der Vorrichtung Abb. 3, die übrigen mittels der Vorrichtung Abb. 2 erhalten.

ausfällt als bei gleichbleibendem v[1], so wird das Maximum flacher, ohne jedoch ganz unterdrückt zu werden.

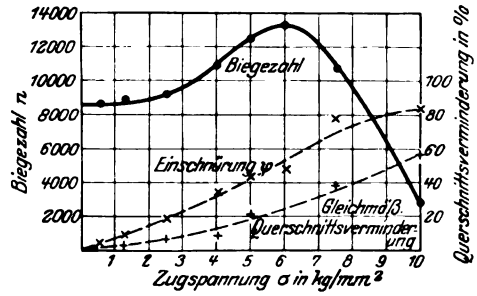


Abb. 9. Einfluß der Zugbelastung auf das Verhalten von geglühtem Kupferdraht bei Biegerollenversuchen. (σ_S = 6,5 kg/mm², σ_B = 24,9 kg/mm², d = 3,09 mm, D = 600) Mittelwerte aus je 3 Versuchen.

Man könnte geneigt sein, diese Erhöhung dem Einfluß der Kaltverformung durch die Dehnung zuzuschreiben. Ein hartgezogener Draht besitzt aber nach Abb. 8 geringere Biegezahlen als nach Abb. 9 der geglühte. Zur näheren Prüfung dieser Frage wurden noch einige geglühte Drähte durch Zug um verschiedene Beträge vorgereckt und geprüft. Wie Abb. 10 erkennen läßt, ist der Einfluß der Reckung zunächst gering, und bei stärkerer Reckung tritt deutlich Abfall der Biegezahl ein. (Die

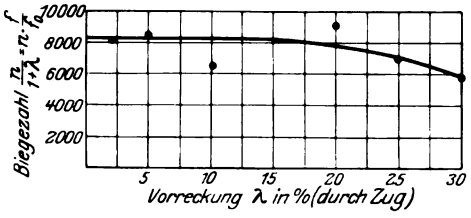


Abb. 10. Einfluß der Vorreckung durch Zug auf die Biegezahl von Kupfer bei Biegerollenversuchen. (d = 3,11 mm, D = 600 mm.)

Versuchswerte streuen stark, da nur je ein Versuch ausgeführt wurde.) Beim Auftragen ist von der Gesetzmäßigkeit Gebrauch gemacht, daß die durch Reckung dünner gewordenen Drähte entsprechend dem reziproken Querschnittsverhältnis höhere Biegezahlen n aufweisen

[1] Durch Versuche bei kleinen und großen Rollendurchmessern festgestellt.

Digitized by Google

und diese daher in Abb. 10 mit dem Querschnittsverhältnis $\frac{f}{f_0} = \frac{1}{1+\lambda}$ zu multiplizieren sind.

Die erhöhte Biegezahl der zugbelasteten geglühten Kupferdrähte kann also nicht auf den Einfluß der Kaltverformung an sich, sondern nur auf den besonderen der Reckung durch den Biegerollenversuch zurückgeführt werden. Wir sehen hier anscheinend ein Beispiel für die schon verschiedentlich festgestellte Tatsache, daß ein Stoff nach einer vorangegangenen Reckung („Reckfluß") sich gegenüber einer folgenden Verformung („Prüffluß"), die der ersten gleichgerichtet ist, widerstandsfähiger verhält als gegenüber einer andersartigen[1].

Für die nachfolgende Hauptuntersuchung ist von Bedeutung, daß auch beim Hart- und Weichkupfer (Abb. 8 und 9) die Biegezahlen bis zu Belastungen $\sigma = 0{,}1\ \sigma_B$ unverändert waren. Die äußeren Verformungen eines Drahtes beim Biegerollenversuch, also die Dehnung (oder gleichmäßige Querschnittsverminderung ψ_q) und die Einschnürung ψ (Bruchquerschnittsverminderung), sind nach Abb. 8 und 9 bei kleinen Zugspannungen gering. Mit zunehmender Zugbelastung wachsen sie jedoch schnell an; beim Hartkupfer erst von $\sigma = 0{,}2\ \sigma_B$ an. Die Dehnung eines weichen Kupferdrahtes (Abb. 9) kann dann sogar die Dehnung bei einem gewöhnlichen Zugversuch (gleichm. Querschnittsverminderung 35%) erheblich überschreiten[2]. Die Einschnürung ψ nähert sich mit steigender Zugbelastung dem Wert beim gewöhnlichen Zugversuch.

Auf den technologischen Biegeversuch (vgl. Abb. 6) hat eine zusätzliche Zugbelastung nach Abb. 11 einen ähnlichen Einfluß wie auf den Biegerollenversuch. Die Abnahme der Biegezahl mit wachsender Zugbeanspruchung macht sich indessen — wie bei der schärferen Krümmung der Drähte zu erwarten — bereits bei verhältnismäßig niedrigen Zuglasten (0,025—0,05 σ_B) geltend. Bei einigen Stoffen (4a, 11, 2a) tritt bis zu 0,05 σ_B kaum eine Änderung der Biegezahl gegenüber gewöhnlicher Versuchsführung (ohne zusätzliche Zuglast) auf. Die für $\sigma/\sigma_B = 0$ eingetragenen Punkte entsprechen anderen Drahtdicken des gleichen Materials (Tafel 3). Die Frage nach dem Einfluß von Zugspannungen unter $\sigma = 0{,}025\ \sigma_B$ bei technologischen Biegeproben wäre noch eingehender zu klären. An dieser Stelle wurde auf die weitere Feststellung dieses Einflusses verzichtet, da mit der vorhandenen Einrichtung Abb. 6 nur dünne Drähte geprüft werden konnten und die Biegeversuche bei sehr kleinen Zugspannungen schwer einwandfrei auszuführen sind.

Einfluß der Drahtstärke.

Bei verwickelteren Beanspruchungen ist es nicht ohne weiteres klar, wieweit an bestimmten Proben gewonnene Ergebnisse auf andere Probeabmessungen übertragen werden können. Vielfach wird man jedoch mit der Gültigkeit des Kickschen Ähnlichkeitsgesetzes rechnen können, wonach bei geometrisch ähnlichen Probekörpern gleichen Materials bei ähnlichen Formänderungen die gleichen Spannungsverhältnisse und Ergebnisse zu erwarten sind. Um die Gültigkeit des Ähnlichkeitsgesetzes für den Biegerollenversuch zu prüfen, wurden von jedem Material verschiedene Drähte von 0,5—3 mm Durch-

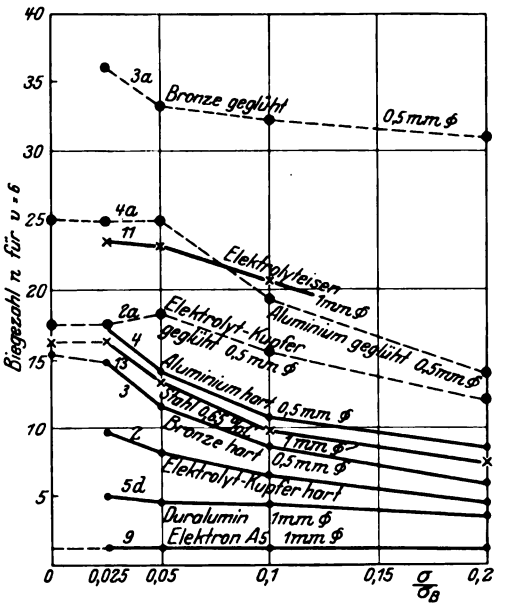


Abb. 11. Abhängigkeit der Biegezahl n_6 von der Zugbelastung bei Drähten von 0,5 bis 1 mm Durchmesser.

Tafel 3. Vergleich der Biegezahlen bei verschiedenen Drahtdicken.

Drahtsorte	Material	Draht-⌀ d mm	Zugfestigkeit kg/mm²	Bruchquerschnittsverminderung %	Zahl der Hin- und Herbiegungen n_6 für $\nu = 6$	Zahl der Hin- und Herbiegungen n_{200} für $\nu = 200$
2	Elektrolytkupfer hart	2,03	43,3	55,9	$7^1/_4$[1]	66700
		3,01	44,4	52,8	$8^1/_4$	77700
3	Bronze hart . .	0,504	102,0	66,6	—	49716[2]
		2,02	76,3	71,9	$18^1/_4$	33200
		3,00	89,8	55,4	$12^1/_2$	37560
3a	Bronze, geglüht bei 450° . . .	0,498	46,3	84,7	—	28105[2]
		2,02	44,0	83,5	17	13970
		3,02	45,9	77,7	23	12000
4	Aluminium hart	2,02	19,6	80,0	12	4600
		3,02	18,4	75,9	13	4450
4a	Aluminium, geglüht bei 370°	2,03	9,4	92,4	$26^1/_2$	10020
		3,02	8,3	91,9	$24^1/_4$	12240
9	Elektron A 5 . .	1,063	27,4	38,0	—	11979[2]
		2,11	27,9	43,0	$1^1/_2$	11570
		3,08	27,4	39,0	$1^1/_4$	12400
11	Elektrolyteisen .	2,03	28,9	75,5	29	10730
		2,95	28,6	77,0	28	10400
13	Stahl 0,65% C, hart	0,975	163,0	56,4	—	22026[2]
		2,00	135,0	59,9	$15^1/_2$	17097
		2,99	144,0	55,7	$16^3/_4$	18460

[1] Anbrüche bereits bei niedrigeren Biegezahlen.

[2] Siehe Tafel 2, Anm. 2. Beachte, daß die Prüfung der dünnen Drähte nach Abb. 3 schärfer ist als die der dicken nach Abb. 2, indem der kürzere Draht (Abb. 3) sich beim Abwickeln von einer Rolle auf die andere weniger verwinden kann als der längere (Abb. 2). Bei Prüfung sämtlicher Drähte nach Abb. 3 hätten sich daher vermutlich noch größere Unterschiede in den Biegezahlen dünner und dicker Drähte ergeben.

[1] W. v. Moellendorff u. J. Czochralski: Z. V. d. I. 57, S. 931—935 (1913); G. Sachs u. E. Schiebold: Z. V. d. I. 69, S. 1557—1561, 1601—1604 (1925).

[2] J. Seigle: Rev. Ind. min. 4, S. 65—74 (1923); vgl. Stahleisen 43, S. 699 (1923); H. Sieglerschmidt: Z. techn. Phys. 5, S. 79—83 (1924). (Nach Versuchen W. v. Moellendorffs.)

Digitized by Google

messer bei dem gleichen Krümmungsverhältnis v untersucht. Allerdings waren die Festigkeitseigenschaften der verschieden starken Drähte nach Tafel 3 nicht in allen Fällen gleich, so daß ein strenger Vergleich der Zahlen beeinträchtigt ist. In den Ergebnissen für 2 und 3 mm starke Drähte in Tafel 3 ist ein Einfluß der Drahtdicke nicht zu erkennen, einige dünnere Drähte ergaben dagegen merklich höhere Biegezahlen. Bei den Materialien 3 und 13 ist dieser Unterschied zwanglos auf die höhere Festigkeit der dünnen Drähte zurückzuführen; auffällig sind nur die Unterschiede in den Biegezahlen der geglühten Bronzedrähte 3a. Hier dürfte eine Nachprüfung der Versuchswerte — insbesondere auch bezüglich des Einflusses des Glühens der Drähte — wünschenswert sein. Die Frage nach dem Einfluß der Drahtdicke bedarf hiernach noch einer eingehenderen Untersuchung, als es im Rahmen der vorliegenden Arbeit möglich war.

Biegerollenversuch und Hin- und Herbiegeversuch.

Die Ergebnisse der in der Hauptuntersuchung ausgeführten Biegerollenversuche sind in Zahlentafel 4 zusammengestellt. Im allgemeinen wurden mit Rücksicht auf den besseren Vergleich der Ergebnisse untereinander nur 2 mm dicke Drähte der Materialien 1—16 geprüft. Außerdem enthält die Tafel unter Nr. 17—23 einen Teil der an Seildrähten der Fa. Troitzsch erhaltenen Ergebnisse, über die an anderem Orte bereits berichtet wurde[1].

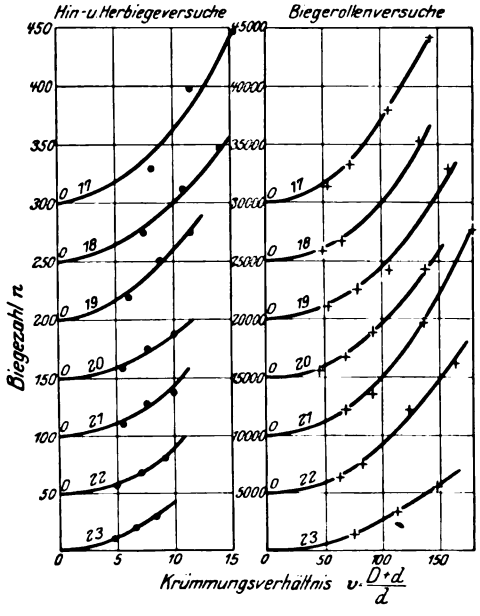


Abb. 12. Abhängigkeit der Biegezahl n vom Krümmungsverhältnis v bei den Seildrähten von Troitzsch & Co.

In Abb. 12 sind die Biegezahlen der besonders eingehend untersuchten Stahldrähte 17—23 in Abhängigkeit vom Krümmungsverhältnis $v = \frac{D+d}{d}$ aufgetragen. Die beim technologischen Hin- und Herbiegeversuch gewonnenen Werte sind durch das Zeichen •, die beim Biegerollenversuch erhaltenen durch das Zeichen + wiedergegeben.

[1] H. Sieglerschmidt: Z. V. d. I. 71, S. 517—520 (1927).

Wie die logarithmische Darstellung (Abb. 13) der gleichen Versuche wie in Abb. 12 erkennen läßt, liegen die Versuchspunkte praktisch auf einer Geraden. Bei den weiteren Versuchen haben wir uns daher entsprechend Abb. 14 begnügt, Hin- und Herbiegeversuche mit zwei verschiedenen Krümmungsverhältnissen $v = 6$ und 11 und Biegerollenversuche mit $v = 200$ durchzuführen. Auch hier liegen die Versuchspunkte näherungsweise auf Geraden.

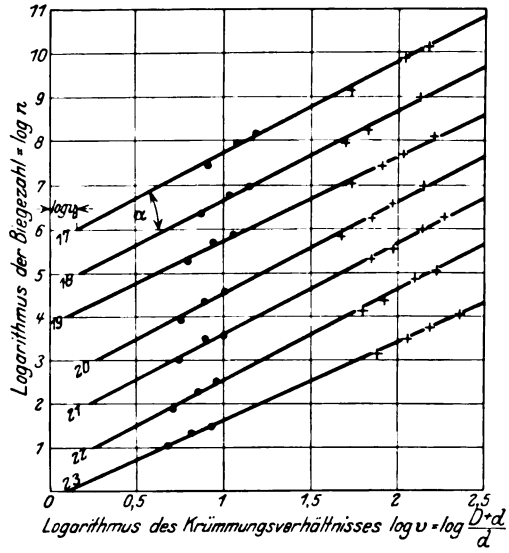


Abb. 13. Abhängigkeit der Biegezahl vom Krümmungsverhältnis bei den Seildrähten von Troitzsch & Co. (in logarithmischer Darstellung).

Die Biegezahl n läßt sich daher nach Abb. 13 und 14 in Abhängigkeit vom Krümmungsverhältnis v durch die einfache Beziehung wiedergeben:

$$n = \left(\frac{v}{v_0}\right)^c \qquad (1)$$

wo v_0 und c Konstanten darstellen.

Die Bedeutung der beiden Stoffkonstanten v_0 und c ist, wie Abb. 15 und 16 zeigen, eine sehr durchsichtige; $\frac{1}{v_0}$ entspricht im wesentlichen der Biegezahl n_6 bei dem kleinsten verwendeten Krümmungsradius, c dem Verhältnis $\frac{n_{200}}{n_6}$[1]. Für die weitere Auswertung dieser Versuche, bei denen gleiche Krümmungsverhältnisse v verwendet worden sind, ist es durchsichtiger, die unmittelbaren Versuchswerte n_6 und n_{200} zu verfolgen. Die Verwendung der Konstanten v und c gestattet aber auch, Versuche unter verschiedenartigen Bedingungen miteinander zu vergleichen. Die Konstanten v_0 und c können den Geraden in Abb. 13 und 14 leicht abgegriffen werden: v_0 ist der v-Wert für $n = 1$, c die Neigung der Geraden.

In der Zahlentafel 4 sind die so ermittelten Werte $\frac{1}{v_0}$ und c für die einzelnen Materialien eingetragen; mit ihnen sind gemäß (1) die Ausgleichslinien für die Versuchspunkte • und + des linken und rechten Teils der Abb. 12 berechnet.

[1] Nach Gleichung (1) ist $n_{200} = \left(\frac{200}{v_0}\right)^c$, $n_6 = \left(\frac{6}{v_0}\right)^c$, somit $\frac{n_{200}}{n_6} = \left(\frac{200}{6}\right)^c$ also $c = 0{,}65 \log \frac{n_{200}}{n_6}$, entsprechend der eingezeichneten Ausgleichslinien der Versuchspunkte in Abb. 16.

Digitized by Google

Tafel 4. Ergebnisse der Zug- und Biegeversuche.

Drahtsorte		Material	Draht d mm	Festigkeitseigenschaften bei Zugversuchen: Festigkeit σ_B kg/mm²	Bruchquerschnittsverminderung ψ %	Gleichmäßige Querschnittsverminderung ψ_g %	Elastizitätsmodul E[1] t/mm²	$\psi \cdot (E+10)$	$\frac{\sigma_B}{E} \cdot 10^3$	Zahl der Hin- und Herbiegungen[3]: n_6 für v = 6	±	n_{11} für v = 11	±	n_{200} für v = 200	±	$\frac{n_{11}}{n_6}$	$\frac{n_{200}}{n_6}$	Konstanten der Beziehung $n=\left(\frac{r}{r_0}\right)C$: $\frac{1}{v_0}$	C
2	●	Elektrolyt-Cu hart	2,03	43,3	55,9	3,7	12,5	1260	3,47	[7¼]³	¼	20¼	3	6670	1500	2,80	920	0,45	1,96
2a	◉	„ geglüht	2,03	24,9	74,2	30,7	12,5	1610	1,99	17½	2	38	5	8240	200	2,17	470	0,76	1,79
3	●	Bronze hart	2,02	76,3	71,9	1,1	11,7	1710	6,52	18¼	1	50	5	33200	2000	3,74	1820	0,59	2,18
3a	◉	„ geglüht	2,05	44,0	83,5	34,7	13,8	1780	3,19	17		47	5	13970	700	2,77	820	0,69	1,94
4	●	Aluminium hart	2,02	19,6	80,0	1,0	7,2	1370	2,72	[12]³	1	[24]³	3	4600	800	2	380	0,59	1,77
4a	◉	„ geglüht	2,03	9,36	92,4	27,2	7,2	1590	1,30	26½		[87]³	3	11020	1500	3,28	420	1,13	1,72
5a	◉	Dur-Al. 681 B geglüht	2,01	21,5	67,4	5,4	6,7	1130	3,22	11½	½	[34½]³	4	5780	1600	3	500	0,65	1,77
5b	●	„ hart	2,00	29,0	49,6	0	6,7	830	4,33	8	1	26½	1	5660	1000	3,31	710	0,52	1,86
5c	◉	„ veredelt	2,02	47,2	48,3	10,2	6,7	810	7,05	4¼	¾	14¼	2	12540	1000	3,36	3000	0,30	2,30
5d	●	„ vered. u. hart	2,01	50,6	27,8	2,6	6,7	470	7,56	4	1	17½	3	18450	2000	4,38	4600	0,29	2,42
9	●	Elektron AS	2,11	27,9	45,4	11,8	4,5	660	6,20	1½	½	4½	¾	11570	2000	3	7700	0,18	2,62
10	●	Elektron hart	2,53	30,9	39,8	10,7	4,5	580	6,87	1¼[5]	0	—		14830[6]	1000	—	11800	0,15	3,02
11	×	Elektrolyteisen	2,03	28,9	75,5	21,0	21,5	2370	1,34	9	2	63	6	10730	900	2,74	370	1,00	1,76
12	×	Flußeisen hart	2,02	96,8	44,2	1,3	21,5	1390	4,50	9¼	¼	52	1	17940	2000	5,63	1940	0,55	2,09
12a	⊗	„ geglüht	2,02	39,6	79,1	22,0	21,5	2490	1,84	20	3	55	2	14430	1100	2,75	720	0,79	1,89
13	×	Stahl 0,65% C hart	2,00	135,0	59,9	0	21,5	1890	6,80	15½	1	56	4	18950	1000	3,61	1220	0,66	2,02
13a	⊗	„ geglüht	2,00	64,9	43,1	12,5	21,5	1350	3,02	9½	½	31½	3½	15360	2000	3,32	1620	0,48	2,12
14	×	V 2 A-Stahl hart	2,00	123,0	69,5	0	19,5	2190	6,33	11	¾	33	3	26260	4000	3	2380	0,46	2,14
14a	⊗	„ geglüht	2,00	84,8	72,4	23,1	19,5	2280	4,35	14	½	45	2	12980	2500	3,21	930	0,65	1,95
15	×	Stahl-Seil[4] 0,55%C hart	1,98	143	55,8	0,8	21,5	1750	6,65	15½	½	68	—	23740	3000	4,38	1530	0,68	2,05
15a	⊗	draht von „ geglüht	1,98	63,1	47,5	17,9	21,5	1490	2,94	12	2	54	—	14460	200	4,50	1200	0,65	1,97
16	×	Felten & 0,77%C hart	1,98	178,0	56,1	1,8	21,5	1770	8,28	16½	1	67	—	28770	2500	4,06	1740	0,66	2,10
16a	⊗	Guilleaume „ geglüht	1,98	69,0	32,8	12,3	21,5	1030	3,21	9¼	1	39	—	13380	1000	4,22	1450	0,51	2,05
17	+	0,50%C	1,41	188	56	—	21,5	1760	8,74	19¾	—	70	—	29850	—	3,54	1510	0,70	2,08
18	+	Stahl-[4] 0,34 „	1,53	128	53	—	21,5	1670	5,95	17	—	58	—	21100	—	3,43	1260	0,67	2,03
19	+	Seildraht 0,52 „	1,91	138	56	—	21,5	1760	6,42	20¼	—	65	—	17370	—	3,20	850	0,80	1,92
20	+	hart von 0,62 „	2,23	161	48	—	21,5	1510	7,48	11¾	—	43	—	18800	—	3,65	1590	0,54	2,10
21	+	Troitzch & Co. 0,75 „	2,23	204	49	—	21,5	1540	9,48	17¼	—	58	—	26100	—	3,35	1510	0,63	2,07
22	+	0,69 „	2,45	147	49	—	21,5	1540	6,83	12¼	—	43	—	17780	—	3,49	1450	0,56	2,07
23	+	0,059„	2,70	45,3	72	—	21,5	2270	2,11	16½	—	50	—	10000	—	3,03	603	0,78	1,82

[1] Nach Sachs, Landolt-Börnstein: Erg.-Bd. 1927. Für Elektron und V_2A-Stahl wurde E besonders ermittelt.

[2] Für Drahtsorte 17÷23 berechnet aus $n=\left(\frac{v}{v_0}\right)c$.

[3] Anbrüche bereits bei niedrigeren Biegezahlen.

[4] Von den bereits früher (Z. V. d. I. 1927, S. 517—520) geprüften Seildrähten sind hier nur solche angeführt, die an den Rollen bzw. Schwingen befestigt waren und sich daher bei der Biegung nicht verwinden konnten. [5] Für $v = 6{,}9$. [6] Für $v = 159$.

Digitized by Google

Wir entnehmen den Abb. 13 und 14 — wie auch der direkten Darstellung der Versuchswerte in Abb. 12 —, daß der Hin- und Herbiegeversuch mit wachsendem Krümmungsradius zwanglos in den Biegerollenversuch übergeht.

Es wurde noch versucht, Hin- und Herbiegeversuche bei ganz scharfer Krümmung ($v = 4{,}3$) durchzuführen. Die Ergebnisse waren jedoch, besonders für die weichen, geglühten Stoffe unbefriedigend. Die Versuchszahlen streuten sehr stark, die Proben knickten teilweise aus, und es schienen auch Quetschungen durch die Backen zu stören. Auf eine Wiedergabe der Versuchsergebnisse ist daher verzichtet.

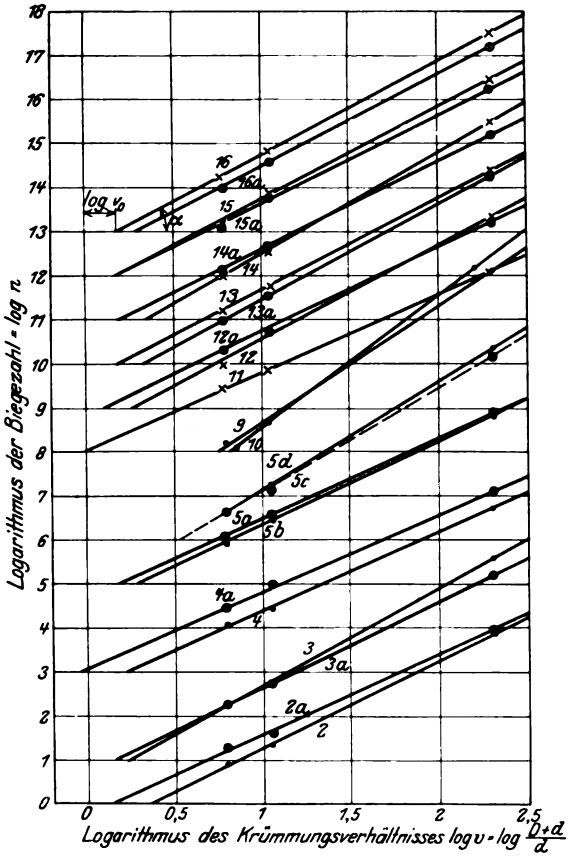


Abb. 14. Abhängigkeit der Biegezahl vom Krümmungsverhältnis (in logarithmischer Darstellung).

Biegeversuche bei Krümmungsverhältnissen v kleiner als 6 sind demnach nicht zu empfehlen.

Biegeversuche und Zugversuche.

Nach den Ergebnissen des vorangegangenen Abschnitts könnte man der Ansicht sein, daß eine Biegezahl stets die gleiche Bedeutung als Materialkennziffer hat, gleichgültig, ob sie durch den Biegerollenversuch oder durch den Hin- und Herbiegeversuch ermittelt worden ist. Dies ist aber, wie der Vergleich der Biegezahlen bei einer bestimmten Krümmung mit den wichtigsten Kennziffern der Zugversuche in Abb. 17—25 erkennen läßt, keineswegs der Fall. Vielmehr ändert sich die Bedeutung der Biegezahl stetig, aber weitgehend mit wachsendem Krümmungsverhältnis v.

Die Biegezahl n_6 beim Hin- und Herbiegeversuch bei kleinem Krümmungsdurchmesser zeigt nach Abb. 19 im wesentlichen den gleichen Verlauf wie die Einschnürung ψ beim Zugversuch. Die Biegezahl n_{200} bei Biegerollenversuchen ist dagegen nach Abb. 23 bei hoher Festigkeit σ_B im Durchschnitt größer als bei geringer. Andere Beziehungen, besonders solche zur gleichmäßigen Querschnittsverminderung ψ_g (Dehnung), Abb. 18 und 24, sind nicht feststellbar. Die Biegezahl bei mittlerer Krümmung (Abb. 20—22) läßt infolge ihrer Übergangsbedeutung mit keiner Kennziffer des Zugversuches einen einfachen Zusammenhang erkennen.

Auch die festgestellten Beziehungen in Abb. 19 und 23 sind wenig streng. Bei Abb. 19 ist die Streuung z. B. so groß, daß die gleiche Biegezahl zu Einschnürungen gehören kann, die im Verhältnis 1 : 2 verschieden sind.

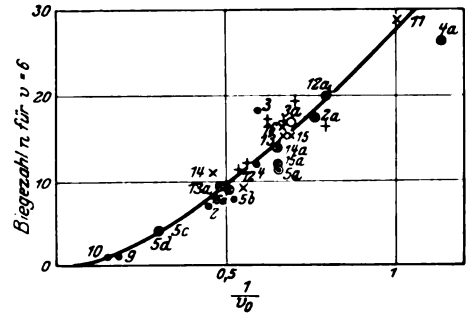


Abb. 15. Zusammenhang zwischen der Biegezahl n_6 und der Konstanten $\frac{1}{r_0}$.

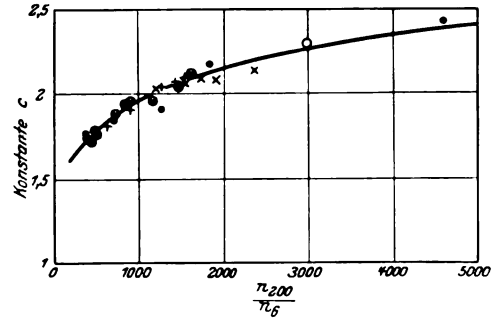


Abb. 16. Zusammenhang zwischen den Biegezahlen und der Konstanten c.

Hier besitzen die Stähle im Durchschnitt die höchsten, die Aluminium- und Magnesiumlegierungen die geringsten Werte. Wir erkennen schon hieraus, daß es keinen für alle Stoffe gültigen, ganz einfachen Zusammenhang gibt. Vielmehr wird es notwendig sein, gewisse Stoffgruppen für sich zu betrachten. Um eine zu weitgehende Aufteilung zu vermeiden und um dem Einfluß des Stoffes gerecht zu werden, ist daher im folgenden noch der Elastizitätsmodul E in die Beziehungen mit hereingebracht. Wir sehen z. B. in Abb. 26, daß sich die Beziehung zwischen der Biegezahl n_6 und der Einschnürung ψ (Abb. 19) wesentlich besser darstellen läßt, wenn an Stelle des Wertes ψ der Wert $\psi \cdot (E + 10)$[1] gesetzt wird.

Wird schließlich noch $\frac{1}{r}$ für n_6 gesetzt (Abb. 15), so ergibt sich die Darstellung in Abb. 27.

Eine besondere Bedeutung soll diesen verwickelten Verknüpfungen der verschiedenen Materialeigenschaften nicht zugeschrieben werden. Immerhin haben uns solche Darstellungen, die wir in der verschiedensten Weise durchgeführt haben, erst zur Einsicht in die wirklich

[1] E in t mm^{-2} gemessen siehe Tafel 4.

Digitized by Google

gültigen Beziehungen verholfen und uns über die Grenzen ihrer Gültigkeit eine Vorstellung verschafft. Wir werden im nächsten Abschnitt noch auf einige Verknüpfungsversuche näher eingehen.

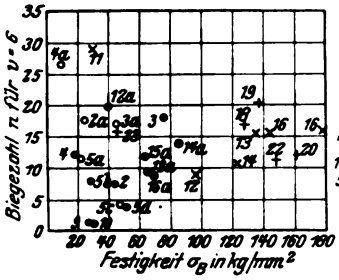


Abb. 17.

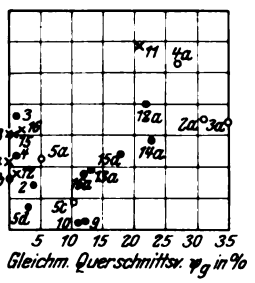


Abb. 18.

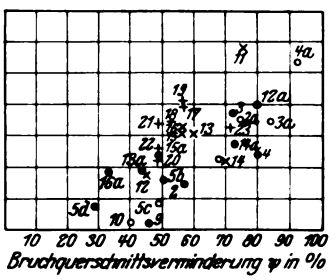


Abb. 19.

a)

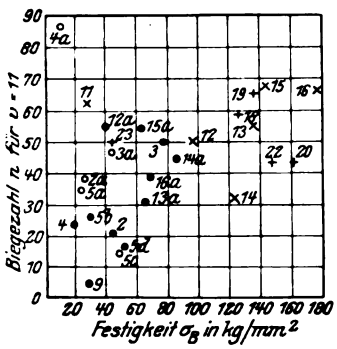


Abb. 20.

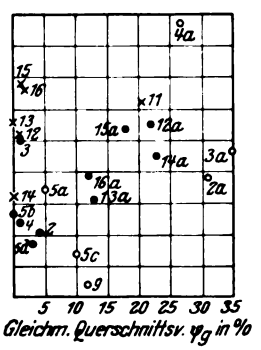


Abb. 21.

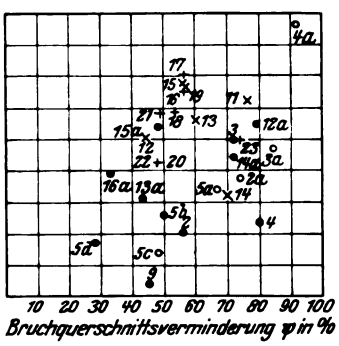


Abb. 22.

b)

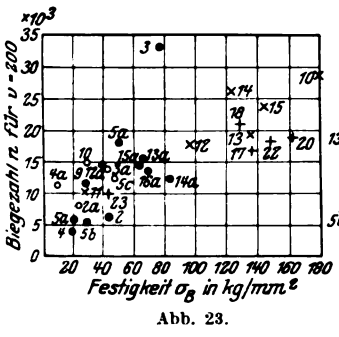


Abb. 23.

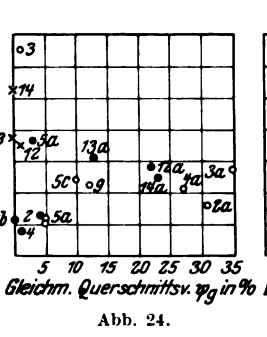


Abb. 24.

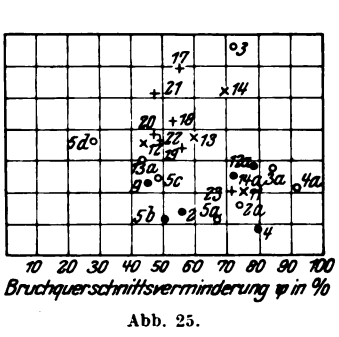


Abb. 25.

c)

Abb. 17—25. Zusammenhang zwischen Biegezahlen beim Hin- und Herbiegeversuch und Festigkeitseigenschaften beim Zugversuch.
a) Mit scharfer Krümmung. b) Mit mittlerer Krümmung. c) Mit schwacher Krümmung.

Biegerollenversuch und Abnahmeprüfung.

Ehe wir zur Prüfung übergehen, ob der Biegerollenversuch durch die Kenntnis der Festigkeit und Biegezahl beim Hin- und Herbiegeversuch vollwertig ersetzt wird,

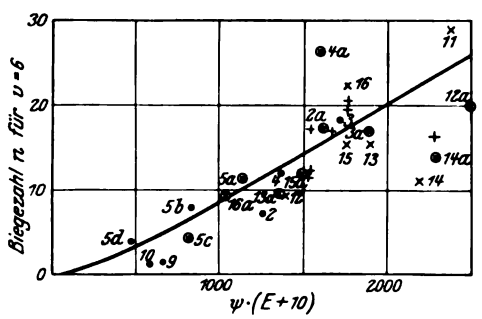


Abb. 26. Zusammenhang zwischen Biegezahl n_6, Einschnürung ψ und Elastizitätsmodul E.

fassen wir die wichtigsten Ergebnisse noch einmal kurz zusammen.

Die Zugbeanspruchung des Drahtes beim Biegen hat sich nach Abb. 7—10 bei dicken Seildrähten (Kupfer, Bronze, Stahl) von geringem Einfluß erwiesen, solange sie etwa $^1/_{10}$ der Festigkeit nicht überschreitet. Bei einigen dünnen Seildrähten aus hartem Material lag die Grenze tiefer ($\sim {}^1/_{20}$ der Festigkeit). Die Kenntnis der Festigkeit ist also zunächst notwendig, um die zulässige Höchstbeanspruchung danach festzulegen — ganz, wie es in der Praxis geschieht.

Der Biegerollenversuch ist zwar grundsätzlich nicht vom Hin- und Herbiegeversuch verschieden. Die ermittelte Kennziffer hat aber doch bei ausreichend großem Krümmungsdurchmesser ($v = 200$) eine ganz andere Bedeutung als beim Hin- und Herbiegeversuch; insofern als sie nur einen gewissen Gang mit der Festigkeit erkennen läßt. Sie ist nach den Ergebnissen des vorigen Abschnitts mehr durch die Festigkeit und in geringerem Maße durch das in der Einschnürung beim Bruch sich zeigende Formänderungsvermögen bestimmt, während die Biegefestigkeit des Materials beim technologischen Hin- und Herbiegeversuch hauptsächlich vom Formänderungsvermögen abhängig ist.

Um nun diesen Zusammenhängen weiter nachzugehen, sind in Abb. 28 und 29 die Versuchsergebnisse noch einmal so dargestellt, daß als Abszisse das Verhältnis σ_B/E der Festigkeit zum Elastizitätsmodul, als Ordinate die Biegezahl n_6 beim

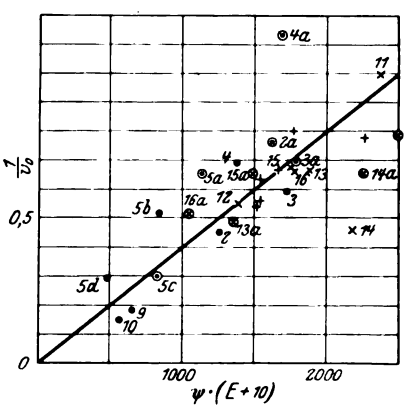


Abb. 27. Zusammenhang zwischen n_6, Einschnürung ψ und Elastizitätsmodul E.

Hin- und Herbiegeversuch aufgetragen, und die Werte der Biegezahl beim Biegerollenversuch angeschrieben sind. Und zwar gibt Abb. 28 die verschiedenen Materialien

Digitized by Google

2—4, 5a—5c, 9—11, Abb. 29 nur die Kohlenstoffstähle 12—23 wieder.

Es ist noch zu begründen, weshalb als Abszisse nicht die Festigkeit, sondern das Verhältnis Festigkeit zu Elastizitätsmodul (σ_B/E) aufgetragen ist. Es ist leicht einzusehen, daß der Wert σ_B/E ein Maß dafür ist, wie stark sich der betreffende Stoff verkrümmen läßt, ohne bleibende Verformungen zu erleiden, daß also die Größe

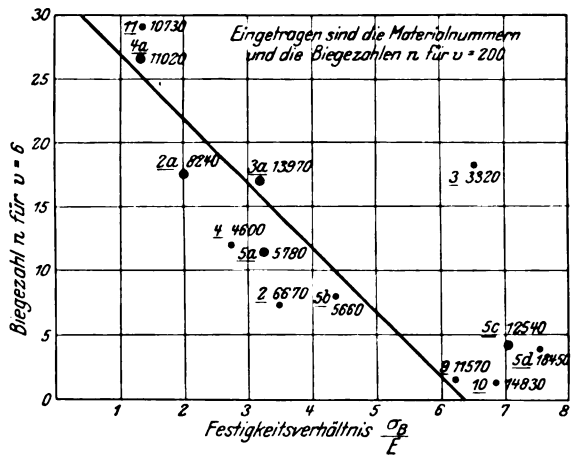


Abb. 28. Zusammenhang zwischen Biegerollenversuch, Hin- und Herbiegeversuch und Zugversuch bei 2 mm dicken Drähten verschiedenen Materials.

der bei einer bestimmten Verkrümmung entstehenden bleibenden Verformung — die jedenfalls für den Bruch maßgebend ist —, um so kleiner ist, je größer σ_B/E ist. Der aus Abb. 28 ersichtliche Erfolg, daß die Versuchsergebnisse sich dann gleichmäßiger einordnen, zeigt die Berechtigung dieser Darstellung.

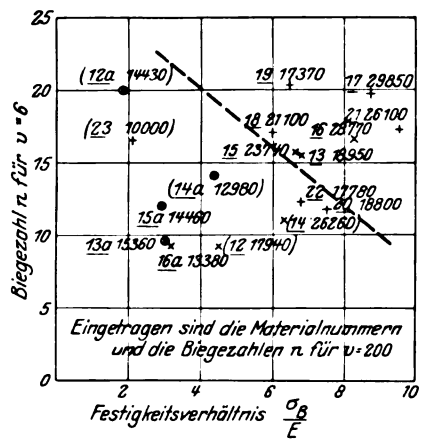


Abb. 29. Zusammenhang zwischen Biegerollenversuch, Hin- und Herbiegeversuch und Zugversuch bei Stahleisendrähten.

In der Tat zeigt Abb. 28, in der die Versuche für die verschiedenartigsten Stoffe aufgetragen sind, daß die Biegezahl beim Biegerollenversuch sowohl von dem Festigkeitsverhältnis σ_B/E als auch von der Biegezahl beim Hin- und Herbiegeversuch abhängt. Bei kleinem Festigkeitsverhältnis und hoher Biegezahl beim Hin- und Herbiegeversuch kann die Biegezahl ebenso groß ausfallen, wie bei kleinerem Festigkeitsverhältnis und großer Biegezahl beim Hin- und Herbiegeversuch. Dies ist in Abb. 28 veranschaulicht durch die durchgezogene Linie, die etwa die Versuche mit Biegezahlen beim Biegerollenversuch über 10000 von solchen unter 10000 trennt.

Die Kohlenstoffstähle — also besonders die Seildrähte — entsprechen nach Abb. 29 dieser Regel nur annäherungsweise, wie die für 20000 Hin- und Herbiegungen eingetragene Ausgleichlinie erkennen läßt. Die Versuchswerte streuen sehr erheblich, auch wenn die eingeklammerten, mit sehr kohlenstoffarmem Material (Flußeisen) erhaltenen Werte außer Betracht gelassen werden. Es weist dies darauf hin, daß bei Kohlenstoffstählen Struktur und Vorbehandlung des Materials das Ergebnis des Hin- und Herbiegeversuches wesentlich bedingen[1].

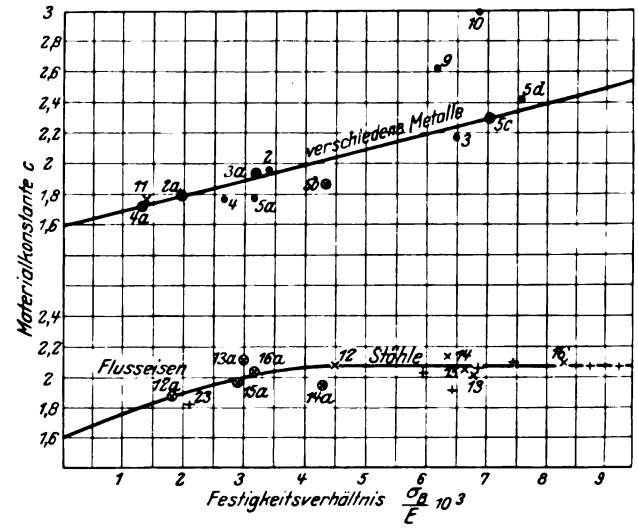


Abb. 30. Zusammenhang zwischen der Materialkonstanten c und dem Festigkeitsverhältnis $\frac{\sigma_B}{E}$.

Daß Kohlenstoffstähle aus den für einfache Metalle und Metallegierungen erkennbaren Zusammenhängen zwischen den Biegezahlen und Festigkeitseigenschaften der Drähte herausfallen, zeigt auch die Darstellung in Abb. 30, in der die durch das Verhältnis $\frac{n_{200}}{n_6}$ bestimmte Materialkonstante c in Abhängigkeit zum Festigkeitsverhältnis σ_B/E aufgetragen ist. Während die verschiedenen Metalle deutlichen Anstieg von c mit wachsendem σ_B/E erkennen lassen, ist für die Kohlenstoffstähle c anscheinend ganz unabhängig von σ_B/E.

Die meisten Nichteisenmetalle ordnen sich also einer einfachen Regel unter, derart, daß die Ergebnisse von Biegerollenversuchen aus den Ergebnissen von Zug- und Hin- und Herbiegeversuchen mit einiger Annäherung vorausbestimmt werden können. Biegerollenversuche geben daher für solche Stoffe nichts wesentlich Neues, und sind nach allgemeiner Kenntnis der Festigkeitsbeziehungen entbehrlich. Für Stahldrähte, die für Drahtseile hauptsächlich Verwendung finden, gibt dagegen der Biegerollenversuch einen Aufschluß über das Verhalten bei betriebsmäßigen Beanspruchungen, der durch keinerlei andere Prüfungen erlangt werden kann.

[1] Daß die durch einen gewöhnlichen Zugversuch feststellbaren Kennziffern zur vollständigen Erkenntnis der Werkstoffeigenschaften nicht ausreichen, konnte neuerdings W. Kuntze Z. V. d. I. 72, S. 1488—1492 (1928); Arch. Eisenh. 2, S. 109 bis 118 (1928) an Hand von Kerbzugversuchen nachweisen.

Digitized by Google

Über die Gußtextur von Metallen und Legierungen.

Von **F. C. Nix** und **E. Schmid**[1].

I. Bedeutung der Textur für die physikalischen, chemischen und technischen Eigenschaften.

In den letzten Jahren wurden von verschiedenen Seiten Methoden zur Herstellung von Metallkristallen angegeben[2]. Man ist seither in der Lage, die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Metalle, die vorher nur als Mittelwerte am gewöhnlich vorliegenden Vielkristall ermittelt werden konnten, am isolierten Einkristall studieren zu können. Insbesondere kann so auch die Abhängigkeit der verschiedenen Eigenschaften von der Richtung im Kristall bestimmt werden. Aus den zahlreichen, heute schon vorliegenden Arbeiten geht hervor, daß diese Orientierungsabhängigkeit bisweilen außerordentlich stark zutage tritt[3].

Zufolge dieses Umstandes kommt der Ausbildung geordneter Texturen in Metallen, wie sie beispielsweise bei plastischer Deformation oder häufig im Gußzustand beobachtet werden, große Bedeutung für das physikalisch-chemische Verhalten zu.

An das typische Gußgefüge, wie man es häufig bei Verwendung von Kokillenguß antrifft, sei an Hand von Abb. 1 erinnert. Das Bild stellt den geätzten Querschnitt eines Kupferbarrens dar. Auf eine den Kokillenwänden anliegende Zone feiner Keimkristalle folgt eine Schicht parallel gelagerter, strahliger Körner, deren Längsrichtung senkrecht zur Abkühlungsfläche steht. Im Innern folgt dann in der Regel wieder eine Schicht kleinerer, ungefähr gleichachsiger Kristalle. Die Abweichung von der Regellosigkeit in den Kristallagen ist insbesondere in den strahligen Randzonen zu erwarten; ihre Textur wird nachfolgend als Gußtextur bezeichnet.

Die Ausbildung der strahligen Randzonen erweist sich vor allem wegen der ungünstigen Lage der Korngrenzen auch für die technische Weiterverarbeitung der Gußstücke (Walzen, Ziehen usw.) von großer Bedeutung. Grobstrahliges Material neigt hierbei erheblich mehr zur Rißbildung, als Material mit gleichmäßigem, feinem Korn[4]. Es ist daher überraschend, daß über die kristallographische Charakterisierung solcher Gußtexturen unsere Kenntnisse heute noch sehr spärlich sind. Lediglich für Aluminium, Kupfer und Zink liegen Angaben vor. Bei den zwei erstgenannten Metallen liegt eine [100]-Richtung parallel der Längsrichtung der strahligen Randkristalle (einfache Fasertextur[1]), beim Zink liegt die hexagonale Achse quer dazu (Ringfasertextur[2]). Die vorliegende Arbeit bezweckt die Ermittlung der Gußtextur an einer größeren Zahl von Metallen und Legierungen durchzuführen und ihre Beziehung zum Gitterbau der Metalle zu untersuchen.

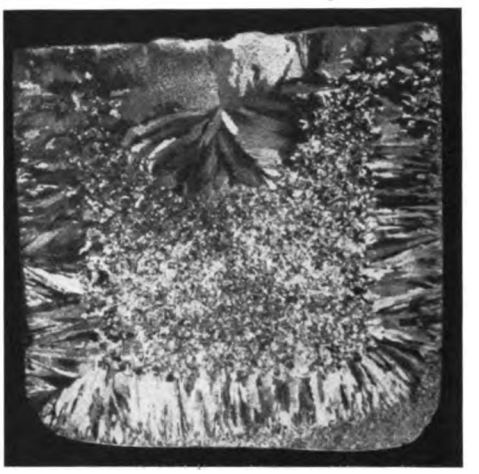


Abb. 1. Typisches Gußgefüge; Kupferbarren ($^1/_2$ nat. Größe).

II. Methoden zur Bestimmung der Textur.

Unter den Verfahren zur Bestimmung von Kristallitanordnungen hat sich das röntgenographische als das brauchbarste erwiesen. In Sonderfällen können jedoch auch andere, erheblich einfachere Methoden zum Ziele führen, die wir zunächst kurz anführen wollen. Die Bestimmung der Textur erfolgt nach ihnen an Schnittflächen, die senkrecht zur Faserrichtung in dem Metall gelegt sind. Im Falle einfacher Fasertextur (alle Körner liegen mit einer bestimmten, kristallographischen Richtung einander parallel) finden sich dann bei allen Körnern kristallographisch identische Ebenen in der Schnittfläche. Die Bestimmung der Natur dieser Kristallfläche, deren Lot die Faserachse darstellt, kann auf folgende Arten durchgeführt werden.

1. Form von Druckfiguren, die auf plastischer Deformation (Translation oder mechanischer Zwillingsbildung) in den Einzelkörnern beruhen[3].

2. Form der Ätzgruben, die zufolge der Anisotropie der Lösungsgeschwindigkeit entstehen.

Abgesehen davon, daß diese Arten der Bestimmung die Untersuchung einer großen Zahl von Körnern erfordert, um einigermaßen verläßliche Ergebnisse zu

---

[1] Original: Z. f. Metallkunde 21, S. 286 (1929).

[2] Eine Darstellung der verschiedenen Verfahren findet sich beispielsweise bei J. A. M. v. Liempt: : Am. Inst. Min. Met. Eng. Publ. 15 (1927).

[3] Rein physikalische Eigenschaften, elastische Konstanten, Ausdehnungskoeffizient, spez. Widerstand usw. wurden insbesondere von E. Grüneisen u. E. Goens [Phys. Z. 24, S. 506 (1923), Z. Phys. 26, S. 235 (1924), 26, S. 250 (1924)] und P. W. Bridgman [Proc. Am. Acad. of Sc. 60, S. 305 (1925)] untersucht. Eine Übersicht über die zahlreichen Arbeiten, welche die plastischen Eigenschaften, Dehnbarkeit, Streckgrenze, Zerreißfestigkeit betreffen, findet sich bei M. Polanyi: Naturwissensch. 16, S. 295 (1928) u. E. Schmid: Metallwirtsch. 7, S. 1011 (1928).

[4] J. Czochralski: Z. Metallkunde 18, S. 1 (1926); W. Wunder: Z. Metallkunde 19, S. 275 (1927); F. Leitner: Werkstoffausschußber. Nr. 57 (1925).

[1] J. Czochralski (u. E. Schmid): Z. Metallkunde 1; G. Tammann u. A. Müller: Z. Metallkunde 18, S. 69 (1926); 19, S. 338 (1927).

[2] E. Schmid (u. G. Wassermann): Z. Metallkunde 20, S. 370 (1928).

[3] Auf diese Weise haben z. B. G. Tammann u. A. Müller (l. c.) die Gußtextur des Kupfers bestimmt.

Digitized by Google

liefern, versagen sie, wenn die zur Faserachse senkrechte Ebene keine ganz einfache kristallographische Fläche mehr ist. Hier kann jedoch eine Methode angewendet werden, die auf J. Czochralski[1] und P. W. Bridgman[2] zurückgehend, die Intensitätsmaxima des reflektierenden Lichtes zur Erkennung der Fläche heranzieht.

3. Intensität reflektierten Lichtes.

Die Bestimmung erfolgt derart, daß die zu untersuchende, geätzte Fläche mit parallelem Licht beleuchtet und sodann die Lage der Intensitätsmaxima des reflektierenden Lichtes ermittelt wird. Die Fixierung dieser Lagen geschieht besonders einfach mit Hilfe der Bridgman-Kugel[3]. Stets ergeben sich die Richtungen maximaler Reflexion (durch ihre gegenseitigen Winkel) als niedrig indizierte Kristallrichtungen, mit deren Hilfe die Orientierung der Schlifffläche leicht durchgeführt werden kann.

4. Zähligkeit der Intensitätsunterschiede reflektierten Lichtes. Die Intensität des reflektierten Lichtes benutzt ferner auch die von G. Tammann angegebene Schimmermethode[4], bei der es jedoch nicht auf das absolute Helligkeitsmaximum, sondern auf die Zahl der Wechsel zwischen Hell und Dunkel bei Drehung der Probe um 360° ankommt. Kenntnis der Gesetzmäßigkeit des Ätzangriffes ist Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieser Methode.

Bei sehr kleinem Korn und, wie bereits erwähnt, vor allem bei verwickelteren Texturen (Spiralfaser-, Ringfasertextur) erwachsen allen diesen Verfahren sehr erhebliche Schwierigkeiten. Die röntgenographische Untersuchung erweist sich in solchen Fällen als die gegebene Methode. Bei Auszeichnung einer bestimmten Richtung in der Probe kann sie in besonders klarer Weise durch senkrechte Durchstrahlung eines in der „Faserrichtung" herauspräparierten Stäbchens mit monochromatischem Licht erfolgen. Bei gewöhnlicher Fasertextur ergibt sich die kristallographische Natur der Faserachse mit Hilfe der Polanyi-Weißenbergschen Schichtlinienbeziehung unmittelbar aus dem Schichtlinienabstand des erhaltenen Diagramms[5]. (Eine weitere Kontrolle ergibt sodann die Verteilung der Interferenzen auf Äquator und Schichtlinien.) Auch bei Spiral- und Ringfasertextur läßt sich diese aus dem Diagramm ableiten[6].

In der vorliegenden Arbeit wurde fast ausschließlich das röntgenographische Verfahren zur Ermittlung der Gußtexturen herangezogen. Über die Verwendbarkeit optischer Methoden geben einige Versuche an Gußproben von Gold Anhaltspunkte.

III. Durchführung der Versuche zur Ermittlung der Gußtextur.

1. Herstellung der Gußproben. Die Gußproben wurden durch Gießen der Metallschmelzen in eiserne Kokillen hergestellt. Die Abmessungen der Proben betrugen etwa $2 \times 2 \times 10$ cm. Zur Erzielung eines für die weiteren Untersuchungen geeigneten Gefüges (Zonen feinstrahliger Kristalle) mußten ganz bestimmte Gießbedingungen (Temperatur der Schmelze und der Kokille) eingehalten werden, die von Metall zu Metall verschieden sind und jeweils durch eine Reihe von Vorversuchen ermittelt werden mußten. Von einigen Metallen wurden uns auch von der Industrie in liebenswürdiger Weise geeignete Gußproben zur Verfügung gestellt: Gold und eine Silberprobe von der Deutschen Gold- und Silberscheideanstalt in Pforzheim, Magnesium von der J. G. Farbenindustrie A.-G. in Bitterfeld und die untersuchte Eisen-Siliziumlegierung von der Versuchsanstalt der Fried. Krupp-Werke A.-G. in Essen[1].

Die schließlich zur Texturbestimmung benutzten Gefügeausbildungen sind durch einige in den Abb. 2 und 3 dargestellte Beispiele gekennzeichnet. Die Dicke der Kristalle schwankt zwischen 0,1 und 1 mm. In den meisten Fällen konnte das Gußgefüge ferner im Warmbruch auch als Bruchgefüge entwickelt werden — Korngrenzenbruch — (Abb. 4)[2].

2. Ermittlung der Textur. Zur röntgenologischen Ermittlung der Gußtextur wurden aus den Gußproben geeignete Stäbchen entnommen, die mit monochromatischer Strahlung senkrecht durchleuchtet wurden. Die Stäbchenentnahme erfolgte entweder durch Heraussägen aus Teilen des Gußstückes, die sich durch besonders gut ausgeprägte Parallelität der strahligen Kristalle auszeichneten, oder durch Auslösen geeigneter Kristallfasern aus dem Warmbruch. Im ersten Falle wurden die Stäbchen auf etwa 1 mm Durchmesser abgedreht und sodann weitgehend abgeätzt, um alle Spuren der mechanischen Bearbeitung zu entfernen. In starker Vergrößerung zeigt Abb. 6 ein so erhaltenes Stäbchen, das im Querschnitt etwa 6—10 Kristalle enthält.

Liegt in allen Körnern dieselbe kristallographische Richtung parallel der Längsrichtung des Stäbchens (einfache Fasertextur), so erhält man bei senkrechter Durchstrahlung mit einfarbigem Röntgenlicht (wir verwendeten Cu- und Fe-Strahlung) Anordnung der Interferenzen auf Schichtlinien. Aus dem Abstand ($2e_n$) zweier einander entsprechender Schichtlinien wurde die Identitätsperiode (J) in der Faserachse mit Hilfe der Polanyi-Weißenbergschen Schichtlinienbeziehung $J = \frac{n \cdot \lambda}{\sin \alpha_n}$ bestimmt, worin α durch die Gleichung $\operatorname{tang} \alpha = \frac{2e_n}{2r}$ gegeben ist ($2r$ = Durchmesser des zylindrischen Films, λ = Wellenlänge des verwendeten Röntgenlichtes, n = Ordnung der

---

[1] J. Czochralski: Proc. Int. Congr. Appl. Mech. Delft 1024, S. 67; Z. anorg. Chem. 144, S. 131 (1925).

[2] P. W. Bridgman: l. c.

[3] Vgl. Z. Metallkunde 18, S. 90 (1926).

[4] G. Tammann u. A. Müller: l. c.

[5] M. Polanyi u. K. Weißenberg: Z. Phys. 9, S. 123 (1922), 10, S. 44 (1922).

[6] K. Weißenberg: Z. Phys. 8, S. 20 (1921).

[1] Wir möchten auch an dieser Stelle den genannten Werken und insbesondere auch den Herren Dr. L. Nowack, Obering. G. Schreiber und Dr. H. Schottky unseren verbindlichsten Dank aussprechen.

[2] Bi zeigt auch knapp unterhalb des Schmelzpunktes noch Spaltung in den Körnern. Bei einer ganz großkristallinen Probe von Cd beobachteten wir (vgl. Abb. 5) beim Bruch knapp unterhalb des Schmelzpunktes in 2 Körnern das Auftreten einer Spaltung entlang der Basis. Wir heben dies aus dem Grunde hervor, weil es bisher nicht gelungen ist, beim Cd Spaltung nach einer Kristallfläche zu erzielen. Auch Versuche bei 20° abs. Temp. hatten bisher keine kristallographische Spaltung nachweisen können.

Digitized by Google

Schichtlinie)[1]. Vergleich des so erhaltenen Wertes für J mit den bekannten Abmessungen des Elementarkörpers lieferte sodann die kristallographische Natur der Faserachse (Gußtextur).

Diagramm ist bei Vorhandensein einer solchen Textur dadurch ausgezeichnet, daß lediglich die senkrecht zur Faserachse stehende Ebene ausschließlich auf den Äquator reflektiert. Die Debye-Scherrer-Kreise der übrigen

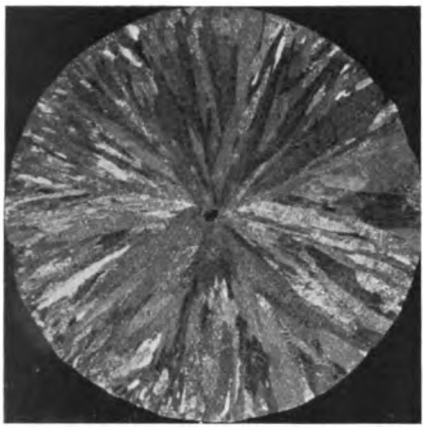


Abb. 2 a. α (δ)-Eisen-Silizium.

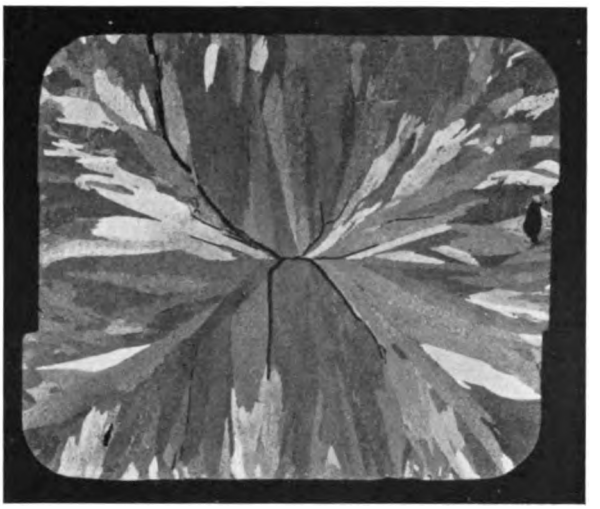


Abb. 2 b. Kupfer.

Abb. 2 c. Blei.

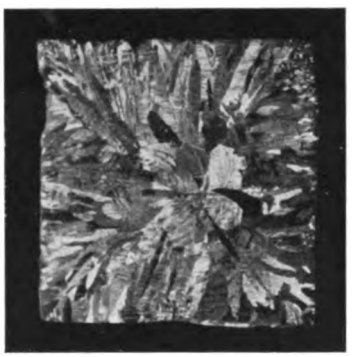


Abb. 2 d. α-Messing.

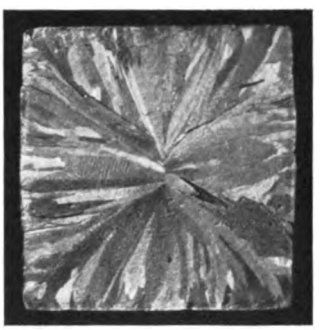


Abb. 2 e. Zinn.

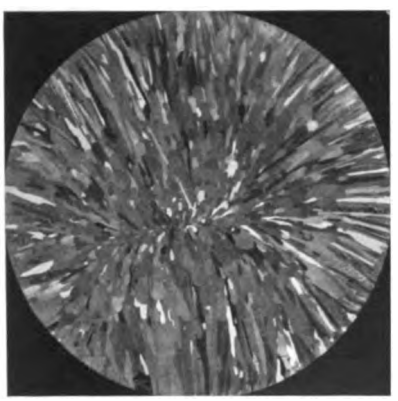


Abb. 2 f. Magnesium.

Abb. 2 g. Wismut.

Abb. 2 a bis g. Übersicht über die zur Texturbestimmung benutzten Gefügeausbildungen einphasiger Systeme. $v = 2$.

Im Falle einer Weißenbergschen Ringfasertextur ist die Faserachse nicht mehr an eine einzige mit der Längsrichtung der strahligen Kristalle zusammenfallende Lage gebunden, sondern sie bedeckt die ganze auf der Längsrichtung senkrecht stehende Ebene. Das bei senkrechter Durchstrahlung des Stäbchens entstehende Ebenen sind völlig oder entlang großer Teile gleichmäßig geschwärzt.

IV. Ergebnisse.

Im nachfolgenden werden die auf die obenbeschriebene Weise erhaltenen Texturdiagramme und die Ergebnisse ihrer Auswertung mitgeteilt. Es werden zunächst die einphasigen Systeme, reine Metalle und Mischkristalle und sodann die untersuchten Eutektika besprochen.

[1] Vgl. z. B. R. Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen. Berlin 1927.

Digitized by Google

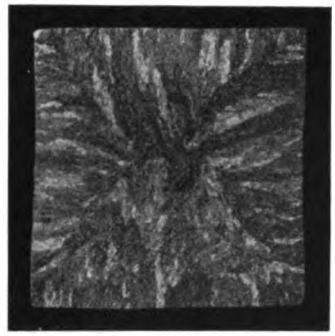


Abb. 3 a. Aluminium-Silizium.

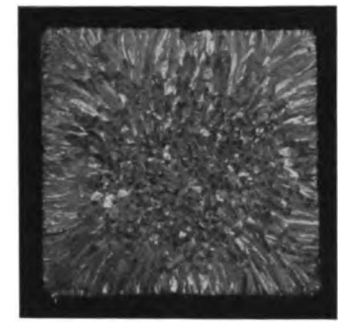


Abb. 3 b. Cadmium-Zink.

Abb. 3 a und b. Gefügebilder der untersuchten eutektischen Legierungen. $v = 2$.

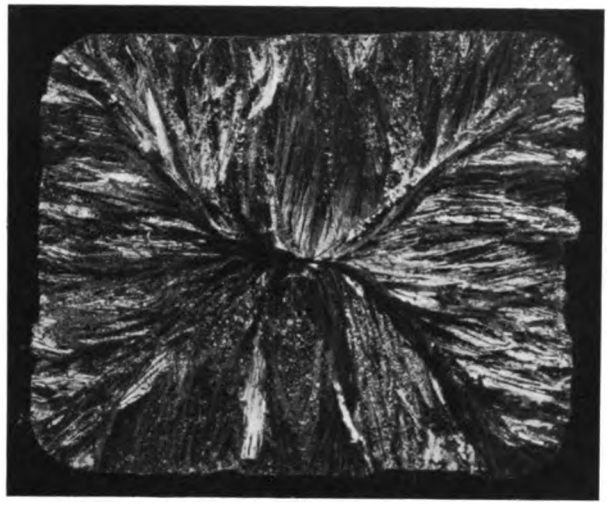


Abb. 4 a. Aluminium.

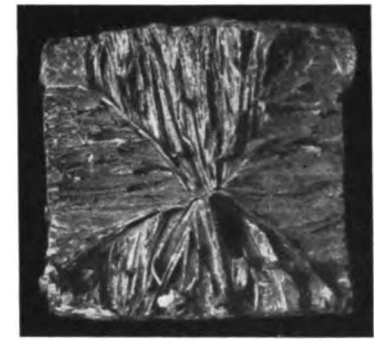


Abb. 4 b. Kupfer.

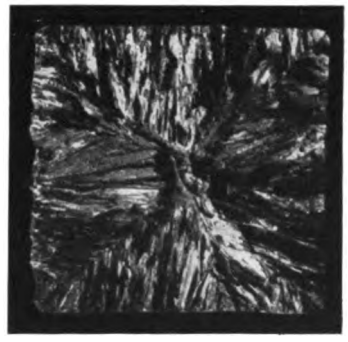


Abb. 4 c. α-Messing.

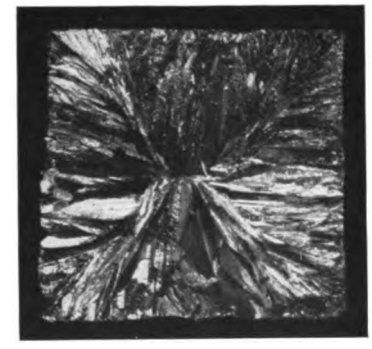


Abb. 4 d. Zinn.

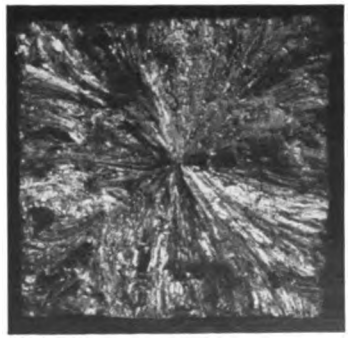


Abb. 4 e. Zink.

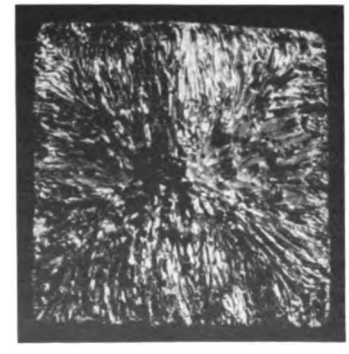


Abb. 4 f. Cadmium.

Abb. 4 a bis f. Gefügeentwicklung durch Warmbruch. $v = 2$.

Digitized by Google

1. Einphasige Systeme.

a) Kubisch raumzentrierte Metalle. An raumzentrierten Metallen $\alpha(\delta)$-Fe-Si-Mischkristall mit 4,3% Silizium[1] und β-Messing — erhaltene Gußtexturdiagramme

Abb. 5. Warmbruch eines Cadmiumbruchstückes. Spaltung nach der Basis in einem Korn. $v = 7$.

Das Diagramm lehrt, daß es sich hier um eine einfache Fasertextur mit der [100]-Richtung parallel zur Längsrichtung der Stäbchen handelt. Im Falle des Eisen-Silizium-Mischkristalles liegen die Verhältnisse jedoch nicht so klar. Wohl zeigt sich auch hier auf dem Würfelflächenkreis ein deutliches Maximum am Äquator; die übrigen Kreise sind jedoch annähernd gleichmäßig geschwärzt. Auch in der Abb. 8, die eine Nachzeichnung der Überlagerung von 7 an verschiedenen Stäbchen erhaltenen Diagrammen darstellt, bleibt dieser Tatbestand erhalten. Aus den Diagrammen kann daher nur der Schluß gezogen werden, daß sich beim Eisen-Silizium-

Abb. 6. Probestäbchen für röntgenographische Texturbestimmung (Bi). $v = 13$.

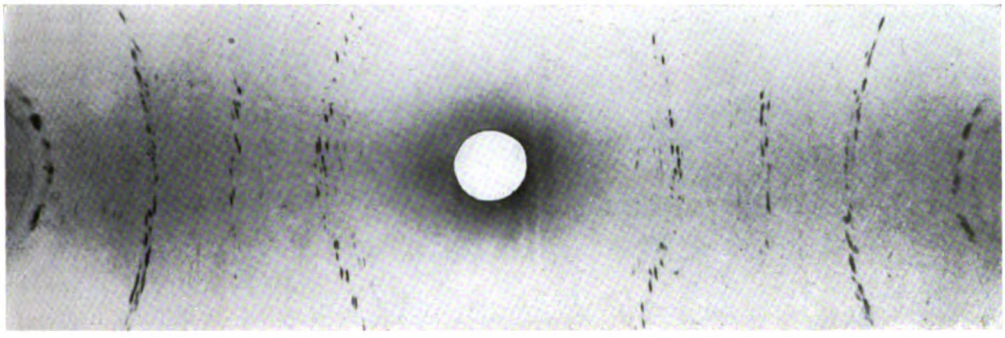


Abb. 7 a. α (δ)-Eisen-Silizium.

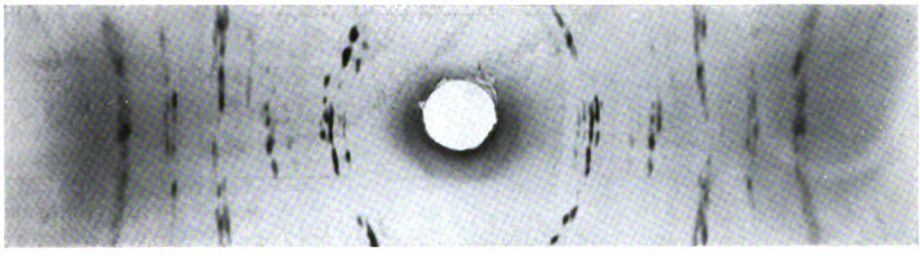


Abb. 7 b. β-Messing.

Abb. 7 a und b. Gußtexturdiagramme raumzentrierter Metalle.

Abb. 8. Nachzeichnung der Überlagerung von 7 Eisen-Siliziumgußtexturdiagrammen.

sind in Abb. 7 wiedergegeben. Die Ausbildung von Schichtlinien ist im Falle des β-Messings gut erkennbar.

[1] Diese Zusammensetzung wurde gewählt, um unter Vermeidung nachträglicher Umwandlungen im festen Zustand die Gußtemperatur der δ-Phase untersuchen zu können. Die δ-γ-Umwandlung ist im System Fe-Si für Si-Gehalte größer als 2,5% unterdrückt. P. Oberhoffer u. C. Kreutzer: Arch. Eisenhüttenwesen 2, S. 449 (1928—1929).

Mischkristall (mit großer Streuung) eine in einer Würfelfläche liegende Richtung parallel der Längsrichtung der strahligen Kristalle einstellt[1]. Ein Diagramm mit paralleler Lage des Filmzylinders zum Einfallstrahl zeigte, daß

[1] Eine Ringfasertextur mit einer [001]-Richtung senkrecht zur Längsrichtung würde auch gleichmäßige Schwärzung des (001)-Kreises bedingen.

Digitized by Google

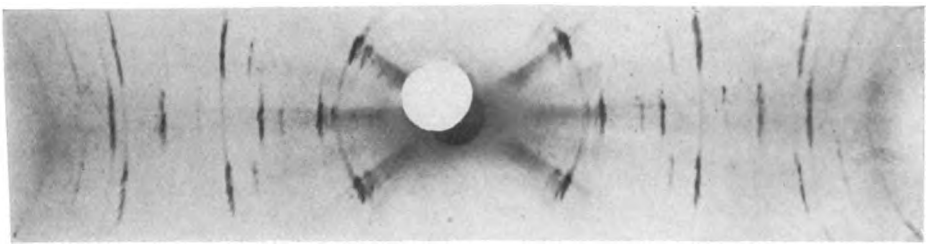


Abb. 9a. Aluminium.

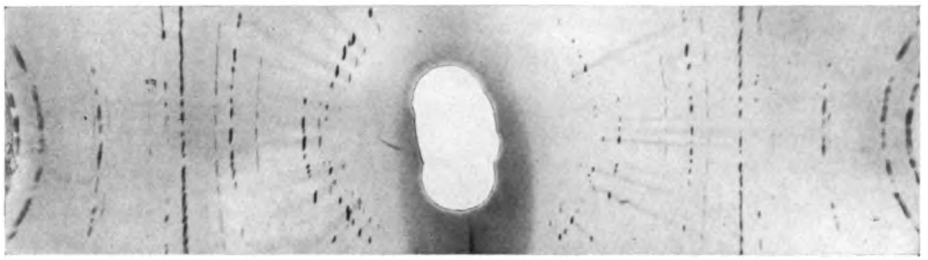


Abb. 9b. Kupfer.

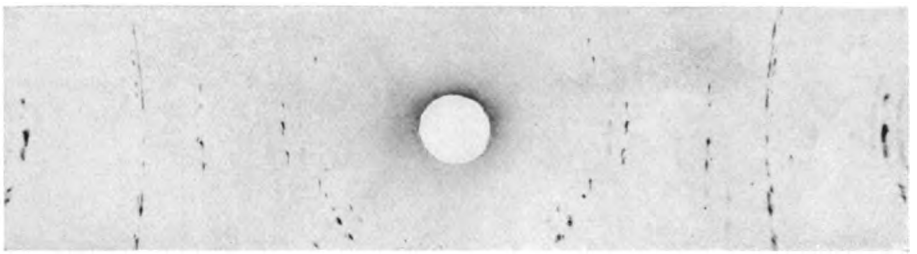


Abb. 9c. Silber.

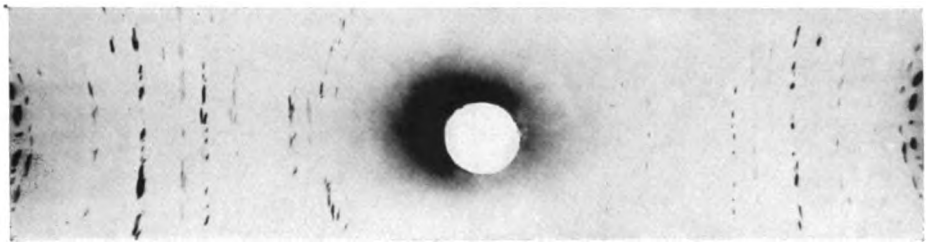


Abb. 9d. Gold.

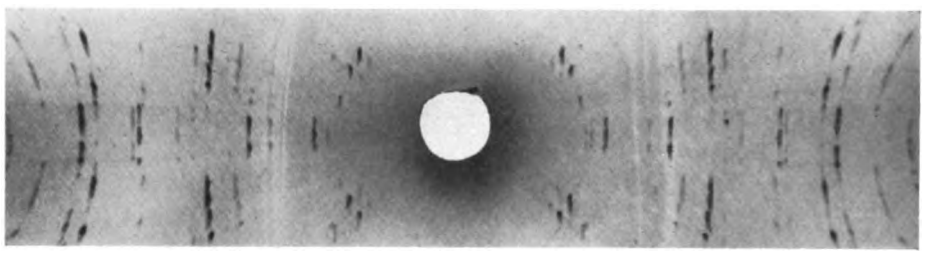


Abb. 9e. Blei.

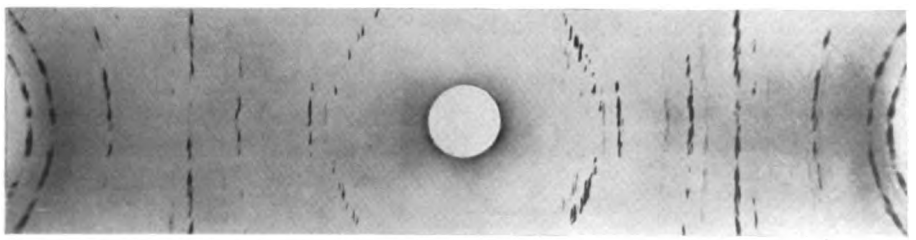


Abb. 9f. α-Messing.

Abb. 9. Gußtexturdiagramme flächenzentrierter Metalle.

auf der [001]-Geraden kein zweites Maximum auftritt. Da bei der Flächendiagonale als Faserachse auch auf der zweiten Schichtlinie ein Würfelflächenreflex liegen müßte, kommt dieser Richtung somit geringe Wahrscheinlichkeit zu. Es scheint demnach, daß man auch die Gußtextur des Fe-Si-Mischkristalles zunächst als Fasertextur mit der [100]-Richtung parallel der Längsrichtung der Kristalle anzusehen hat, wobei allerdings die Streuung in der Einstellung eine sehr erhebliche (bis 45°) ist.

b) Kubisch flächenzentrierte Metalle. Abb. 9 zeigt die an den untersuchten flächenzentrierten Metallen erhaltenen Diagramme. Man erkennt die weitgehende Analogie des Verhaltens in allen Fällen. Es handelt sich hier um eine einfache Fasertextur, bei der die Würfelkante parallel der Längsrichtung der Körner liegt[1].

c) Tetragonale Metalle. Das einzige untersuchte Metall ist (weißes) Zinn. Abb. 11 zeigt ein damit erhaltenes

[1] Im Falle des Goldes haben wir zunächst wegen der Grobkörnigkeit der Probe versucht, die Entwicklung der Textur auf nicht röntgenographischem Wege mit Hilfe der Tammannschen Schimmermethode und des Bridgmanschen Verfahrens der Orientierungsbestimmung durchzuführen. Hierzu wurde im Gußstück senkrecht zur Längsrichtung der Randkristalle eine Ebene angeschliffen und mit Königswasser geätzt. Als Richtungen maximaler Reflexionsfähigkeit haben sich die Raumdiagonalen ergeben. Die mit Hilfe der Bridgman-Kugel erhaltenen Orientierungen des Lotes auf die Schlifffläche in den einzelnen Körnern (Längsrichtung der Kristalle) sind in Abb. 10 dargestellt. Man erkennt, daß in der untersuchten Probe keinerlei geregelte Textur vorlag. Versuche mit Hilfe der Tammannschen Schimmermethode ergaben bei nahezu allen Körnern (47 von 60 untersuchten) Zweizähligkeit. Die röntgenologische Ermittlung der Gußtextur wurde sodann an erheblich feinstrahligerem Gefüge durchgeführt.

Digitized by Google

Diagramm. Die Anordnung der Interferenzen auf (sehr nahe aneinanderliegenden) Schichtlinien ist gut erkennbar. Die gemessenen Schichtlinienabstände betragen 1,2, 2,3 und 3,75 cm. Diese Werte stehen mit den für eine Faserachse parallel der Basisflächendiagonale [110] berechneten von 1,09, 2,30 und 3,85 cm in guter Übereinstimmung[1]. Von 6 weiteren Diagrammen ließen drei ebenfalls dieselben Schichtlinien erkennen, während die übrigen drei Regellosigkeit in der Orientierung der Körner zeigten. Auch die Anordnung der Interferenzen auf Äquator und Schichtlinien (in Abb. 12 ist ein berechnetes Drehkristalldiagramm mit [110] als Faserachse dargestellt) bestätigt erneut die Richtigkeit der angegebenen Textur. Schließlich ließen auch von drei mit Fe-Strahlung erhaltenen Diagrammen zwei ihr Vorhandensein erkennen.

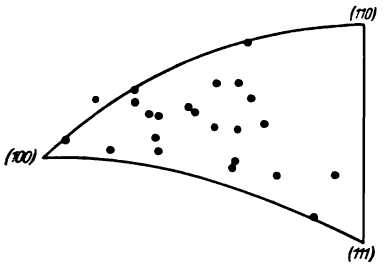


Abb. 10. Orientierung der Längsachsen der Randkristalle in einer grobstrahligen Goldgußprobe.

d) Hexagonale Metalle. Von den drei untersuchten Metallen besitzen zwei, Zink und Kadmium, ein sehr ähnliches Achsenverhältnis $\left(\frac{c}{a} = 1{,}86\right.$ beim Zn und $= 1{,}89$ beim $\left.\text{Cd}\right)$, das dritte, Magnesium, weist dagegen einen davon erheblich abweichenden Wert $\left(\frac{c}{a} = 1{,}62\right)$ auf. In Bestätigung früherer Versuche am Zink zeigt Abb. 13 die bereits bekannte Ringfasertextur mit der hexagonalen Achse senkrecht zur Längsrichtung der Stäbchen. Völlig übereinstimmend mit Zink verhält sich auch Kadmium. Auch hier liegt in den strahligen Gußkristallen die hexagonale Achse quer zur Längsrichtung. (Basisreflexion nur auf dem Äquator, die Debye-Scherrer-Kreise der übrigen Ebenen ohne ausgeprägte Intensitätsmaxima).

Ein typisch verschiedenes Verhalten zeigt das Magnesium (vgl. Abb. 14). Hier erhält man ein deutliches Schichtliniendiagramm, dessen Auswertung zeigt, daß eine diagonale Achse I. Art parallel der Längsrichtung der Stäbchen liegt. Während also bei Zink und Kadmium die Textur dadurch gegeben ist, daß die Längsrichtung der Strahlkristalle in der Basis beliebig liegt, ist beim Magnesium auch noch innerhalb der Basis eine Auswahl getroffen.

e) Rhomboedrische Metalle. Für das untersuchte Wismut stellt Abb. 15 ein Gußtexturdiagramm dar.

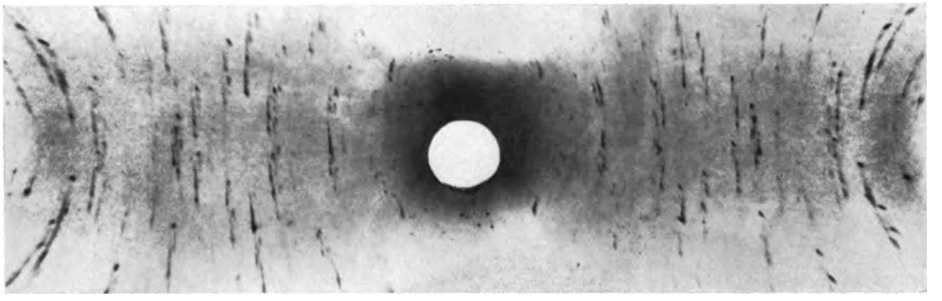


Abb. 11. Gußtexturdiagramm von β-Zinn.

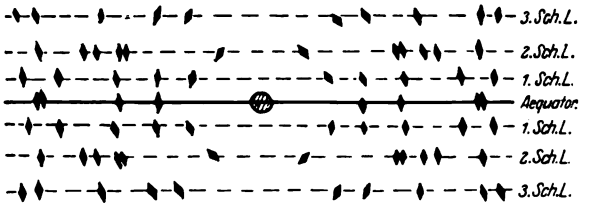


Abb. 12. Berechnetes Drehkristalldiagramm für einen um [110]-gedrehten Sn-Kristall.

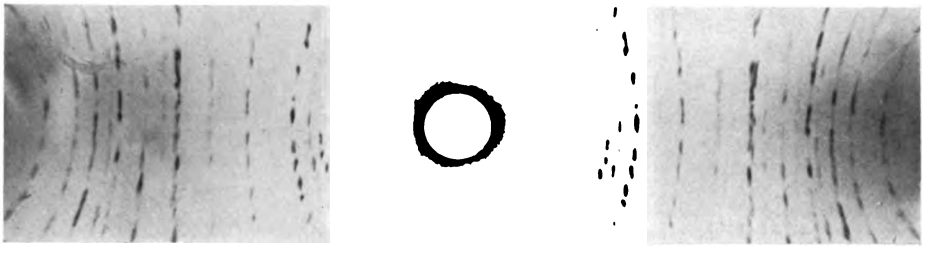


Abb. 13 a. Zink.

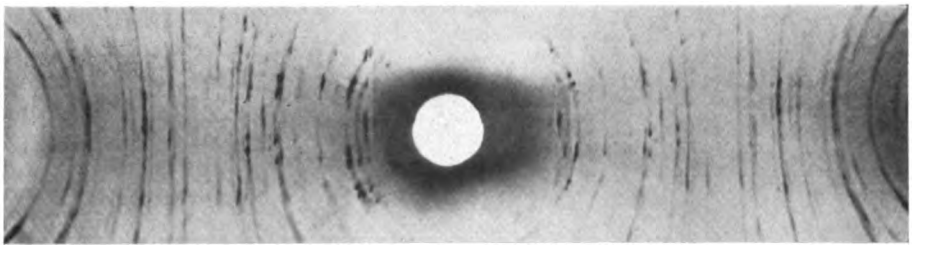


Abb. 13 b. Kadmium.

Abb. 13 a und b. Gußtexturdiagramme von Zink und Kadmium.

Die Ausbildung der Schichtlinien erfolgt hier besonders scharf. Die stark hervortretenden Interferenzen gehören, wie sich sowohl aus den Schichtlinienabständen wie aus der Verteilung ergibt, einer einfachen Fasertextur mit der [111]-Richtung als Faserachse

[1] Elementarkörper des Sn nach H. Mark u. M. Polanyi [Z. Phys. 18, 75 (1923)]; $J[110] = 8{,}25$ Å. In der Millerschen Aufstellung entspricht diese Richtung der Basiskante.

Digitized by Google

an[1]. Zwei weitere Diagramme ließen allerdings diese Textur nicht erkennen; die Körner schienen weitgehend regellos angeordnet zu sein.

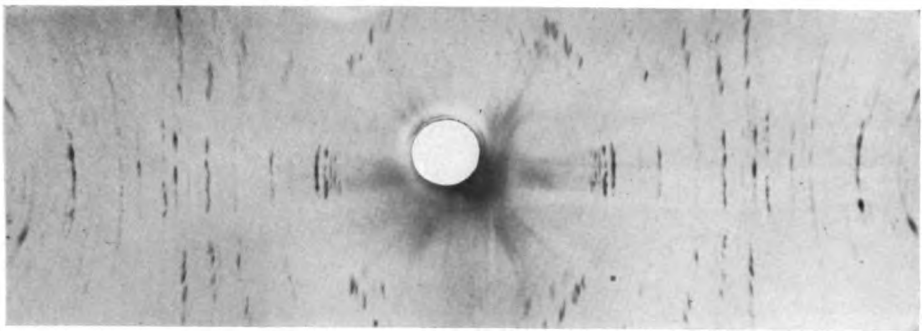


Abb. 14. Gußtexturdiagramm von Magnesium.

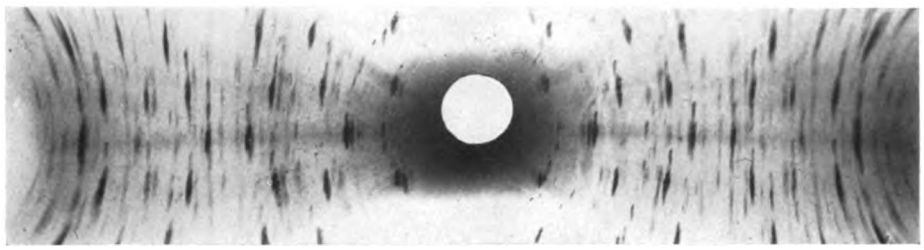


Abb. 15. Gußtexturdiagramm von Wismut.

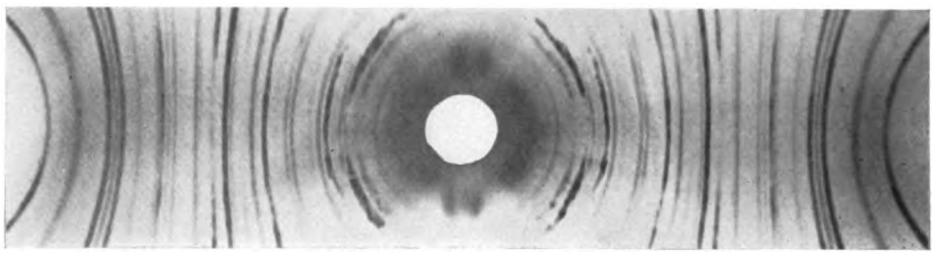


Abb. 16. Gußtexturdiagramm des Al-Si-Eutektikums.

Eine Übersicht über die an unären Metallen beobachteten Gußtexturen ist in Tabelle 1 gegeben. Aus ihr tritt deutlich hervor, daß es stets einfache, dicht belegte Kristallrichtungen sind, die als Faserachsen beim Gußgefüge auftreten. Lediglich das Zink und Kadmium läßt die in der Basisfläche liegenden Richtungen als gleichwertig erscheinen.

Tabelle 1. Gußtextur von Metallen.

Metall	Gitterart	Parallel zur Längsrichtung d. Kristalle liegt	Dichtest belegte Gitterkanten
α (δ)-Fe-Si	Kubisch, raumzentriert	[100]	1. [111]
β-Messing		[100]	2. [100]
Al, Cu, Ag, Au, Pb, α-Messing	Kubisch, flächenzentriert	[100]	1. [110] 2. [100]
β-Sn	Tetragonal	[110]	1. [001] 3. [100] 2. [111] 4. [101] 5. [110]
Mg	Hexagonal, dicht. Kugelpackung	[1120]	1. [1120]
Zn, Cd		[0001] senkrecht	1. [1120]
Bi	Rhombocdr.	[111]	1. [101]

[1] Vgl. O. Hassel u. H. Mark: Z. Phys. 23, S. 269 (1924).

2. Binäre Eutektika.

Nach der Untersuchung der Gußtextur der reinen Metalle erschien vor allem ihre Bestimmung an binären eutektischen Legierungen von Interesse. Es entsteht ja sofort die Frage, ob die an den isolierten Komponenten beobachteten Texturen auch bei der eutektischen Kristallisation erhalten bleiben. Die hierzu von uns untersuchten Legierungen sind das Al-Si- (13% Si) und das Cd-Zn- (17% Zn) Eutektikum. In Abb. 16 ist das Texturdiagramm wiedergegeben, wie es mit einer Probe des Al-Si-Eutektikums erhalten worden ist. Man erkennt deutlich die Gußtextur des Aluminiums (Faserachse = [100]); auf den Siliziumkreisen sind dagegen keinerlei Interferenzmaxima vorhanden. Es liegt hier somit der Fall vor, daß nur die eine Komponente im Eutektikum in spezifischer Gußtextur auftritt. Im Falle des Zn-Cd-Eutektikums (Abb. 17) beobachtet man an beiden Komponenten die ihnen eigene Gußtextur: Ringfaser mit der hexagonalen Achse quer zur Längsrichtung der Strahlkristalle.

V. Zur Entstehung der Gußtextur.

Die Ausbildung des Gußgefüges von Metallen erfolgt im allgemeinen derart, daß die Längsrichtung der strahligen Kristalle senkrecht auf der Abkühlungsfläche (Kokillenwand) steht. Wie v. Göler und G. Sachs[1] gezeigt haben, trifft dies auch für verhältnismäßig komplizierte Kokillenform zu. Als maßgeblich hierfür sieht F. Rinne[2] die Richtung des Wärmeflusses an, die ja gleichfalls im allgemeinen senkrecht zur Abkühlungsfläche steht. „Thermotaxie". Demgegenüber weisen aber A. Schubnikow und G. Lämmlein[3] darauf hin, daß diese Richtkraft des Wärmestromes bei gut unterkühlbaren Schmelzen organischer Verbindungen, Salol usw. sicher nicht vorhanden ist. Durch geeignete experimentelle Anordnung konnten diese Autoren den Wärmefluß parallel zu der ersten Keimschicht legen, ohne die strah-

[1] v. Göler u. G. Sachs: Z. V. d. I. 71, S. 1353 (1927).
[2] F. Rinne: Z. Metallkunde 19, S. 162 (1927); Z. Krist. 64, S. 71 (1926).
[3] A. Schubnikow u. G. Lämmlein: Z. Krist. 65, S. 297 (1927).

Digitized by Google

lige Struktur der in die Schmelze gewachsenen Randkristalle im geringsten zu beeinflussen.

Ein geometrisch-kristallographisches Auswahlprinzip, das die strahlige Form der Randkristalle und das Bestehen einer geordneten Textur verständlich macht, kann auf Grund von Anisotropie der Wachstumsgeschwindigkeit der Kristalle gewonnen werden. Es sind dies Vorstellungen, die anknüpfen an die von M. Volmer[1] für die Kristallisation aus der Gasphase entwickelten. Sie sind vor allem von R. Groß und H. Möller[2] für das Wachstum von Kristallen in Röhren erörtert worden. Wie die geometrische Konstruktion in Abb. 18 zeigt, bleibt von den zahlreichen von der Oberfläche einer Schmelze aus in einem Rohr gewachsenen Kristallen bald nur ein einziger übrig, der nun das ganze Rohr erfüllt; eben jener Kristall, für den die Richtung der größten Wachstumsgeschwindigkeit den kleinsten Winkel mit der Röhrenachse einschließt. Die mit der Längsrichtung der Kristalle zusammenfallende Faserachse hätte man dieser sehr plausiblen Auffassung gemäß als die Richtung größter Kristallisationsgeschwindigkeit im Kristall anzusehen. Als solche würden sich somit auf Grund der vorliegenden Bestimmungen der Gußtextur für die einzelnen Metalle die in Tabelle 1 angeführten Richtungen ergeben.

Eine gewisse Bestätigung erfährt diese Auffassung durch Versuche über die Herstellung von Einkristallen. Es hat sich dort ergeben, daß in der Tat die Wachstumsgeschwindigkeit von Zn- und Cd-Kristallen senkrecht zur hexagonalen Achse ein Maximum zu sein scheint[3].

VI. Zusammenfassung.

Auf röntgenographischem Weg wird die Gußtextur einer Reihe von Metallen bestimmt. Es ergibt sich, daß die Textur in vielen Fällen als Fasertextur mit einer einfachen kristallographischen Richtung parallel der Längsrichtung der strahligen Kristalle beschrieben werden kann. Lediglich bei den hexagonalen Metallen Zink und Kadmium ist für die Längsrichtung der Kristalle nur eine Ebene, die Basis, vorgeschrieben. Die Textur ist hier demnach eine Ringfasertextur.

Die Untersuchung der binären Eutektika Al-Si und Cd-Zn ergab, daß im ersten Falle nur das Aluminium in der charakteristischen Gußtextur auftritt, das Silizium dagegen regellos orientiert ist. Im zweiten Falle zeigt sich eine Überlagerung der Gußtextur der beiden Komponenten.

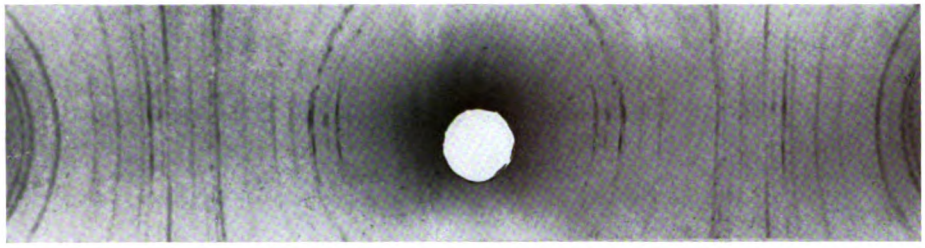


Abb. 17. Gußtexturdiagramm des Cd-Zn-Eutektikums.

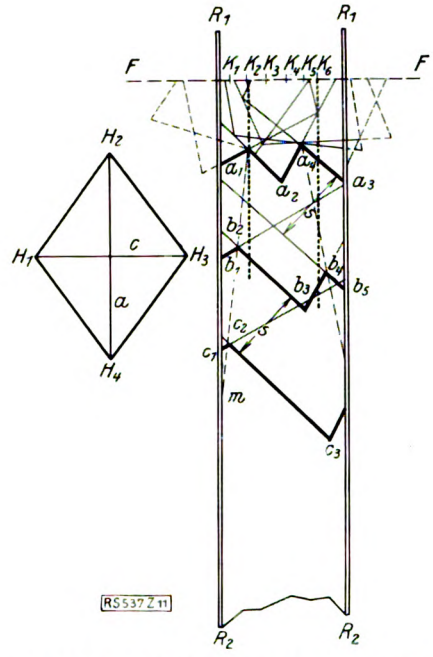


Abb. 18. Kristallwachstum in Röhren. (Wachstumsauslese nach R. Groß und H. Möller).

Die Entstehung der geordneten Gußtexturen wird insbesondere auf Grund der Anisotropie der Wachstumsgeschwindigkeit besprochen.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind wir für die Unterstützung unserer Arbeit zu großem Dank verpflichtet.

[1] M. Volmer u. I. Estermann: Z. Phys. 7, S. 13 (1921); M. Volmer: Z. Phys. 5, S. 31 (1921), 9, S. 193 (1922).

[2] R. Groß u. H. Möller: Z. Phys. 19, B. 375 (1923).

[3] W. Boas u. E. Schmid: Z. Phys. 54, S. 16 (1929). Vgl. indessen auch A. G. Hoyem u. E. P. T. Tyndall: Phys. Rev. 33, S. 81 (1929).

Über die Textur gezogener Magnesium- und Zinkdrähte.

Von **E. Schmid** und **G. Wassermann**[1].

Von den bei natürlichen Fasern beobachteten Kristallitanordnungen: Fasertextur, Spiralfasertextur und Ringfasertextur[2] ist die erste auch bei bearbeiteten, regulären Metallen, und zwar an hartgezogenen Drähten, aufgefunden worden[1]. Die Untersuchungen gezogener Drähte von Magnesium und Zink, über die im nachfolgenden berichtet wird, zeigen, daß bei diesen hexagona-

[1] Original: Naturw. 17, S. 312 (1929).

[2] R. O. Herzog u. W. Jancke: Festschrift der K. W. G. 1921, S. 118; M. Polanyi, Z. Phys. 7, S. 149 (1921); K. Weissenberg: Z. Phys. 8, S. 20 (1921).

[1] M. Ettisch, M. Polanyi u. K. Weissenberg: Z. Phys. 7, S. 181 (1921); Z. phys. Chem. 99, S. 332 (1921).

Digitized by Google

len Metallen auch die beiden anderen natürlich vorkommenden Texturen verwirklicht sind[1].

1. Zugtextur von Magnesium.

Da in den innersten Schichten eines gezogenen Drahtes die Textur am ausgeprägtesten vorhanden ist[2], beginnen wir die Besprechung der Zugtextur von Magnesium an Hand des in Abb. 1 dargestellten Diagrammes, das an einem weitgehend abgeätzten Draht erhalten worden ist. Der Draht war durch einsinnigen Zug bei 200° hergestellt worden. Das Diagramm zeigt, daß die Basis ausschließlich auf den Äquator reflektiert; auf den Debye-Scherrerkreisen der übrigen Flächen fehlen dagegen ausgesprochene Interferenzmaxima. Anzeichen von Rekristallisation sind nicht erkennbar.

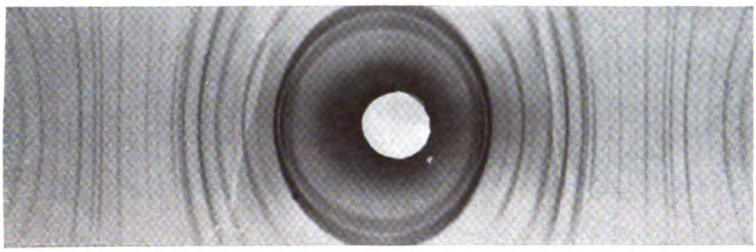


Abb. 1. Hartgezogener Magnesiumdraht; von 1,2 mm auf 0,4 mm abgeätzt; Cu-Strahlung.

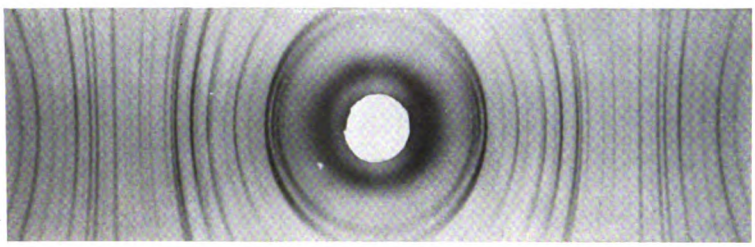


Abb. 2. Hartgezogener Magnesiumdraht; 1,2 mm Durchmesser. Ziehrichtung ↑.

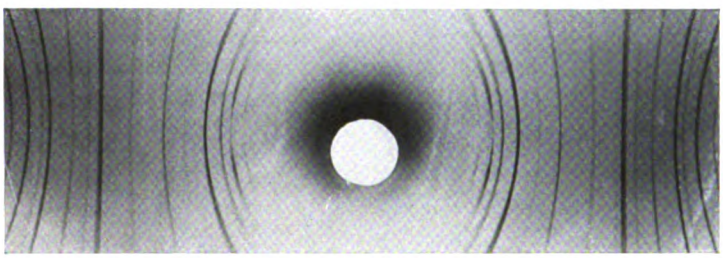


Abb. 3. Hartgezogener Zinkdraht; von 1,1 mm auf 0,4 mm abgeätzt, Fe-Strahlung.

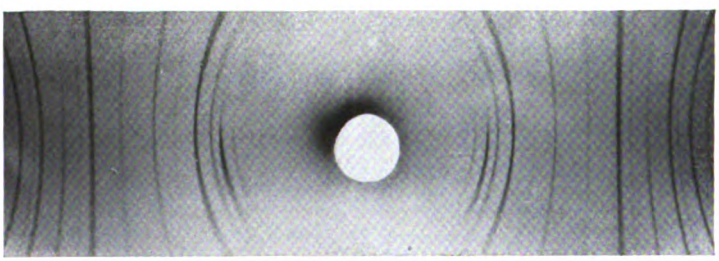


Abb. 4. Hartgezogener Zinkdraht; 1,1 mm Durchmesser. Ziehrichtung ↑.

Die Auswertung des Diagrammes ergibt, daß es sich hier um eine Kristallitanordnung handelt, die dadurch gekennzeichnet ist, daß in allen Körnern die hexagonale Achse senkrecht oder nahezu senkrecht (bis etwa 80°) zur Drahtrichtung liegt. Die Basis ist demgemäß die einzige Fläche, die in allen Körnern einen konstanten Winkel zur Drahtrichtung einnimmt[1].

Abb. 2 stellt ein am ungeätzten Draht erhaltenes Diagramm dar, dessen Vergleich mit Abb. 1 zeigt, daß die Zugtextur wie bei den regulär flächenzentrierten Metallen auch beim Magnesium nicht homogen ist. Die Symmetrie zu beiden Seiten des Äquators ist verschwunden. Die Basisinterferenz ist in der Ziehrichtung verschoben; der Reflexionskreis der Prismenfläche 1. Art zeigt ein schwaches Intensitätsmaximum, das entgegengesetzt der Ziehrichtung verschoben erscheint. Die Drahtachse ist also polar.

Die Asymmetrie läßt sich analog wie bei den flächenzentrierten Metallen unter Berücksichtigung der Absorption im Präparat so deuten, daß in den Randzonen des Drahtes der Winkel zwischen den hexagonalen Achsen der einzelnen Körner und der Drahtachse nicht mehr (im Mittel) 90° beträgt, sondern kleiner geworden ist. Die hexagonalen Achsen erscheinen in Richtung auf die Drahtachse etwas gedreht (im Mittel um 15°). Der Sinn der Drehung ist in allen Körnern derselbe. Die hexagonalen Achsen liegen nun auf einem um die Längsrichtung beschriebenen, einfachen Kegel, dessen Öffnungswinkel $2 \times 75°$ beträgt. Die Zwischenschichten vermitteln den Übergang zur Querlage in den zentralen Zonen[2].

2. Zugtextur von Zink.

Abb. 3 zeigt die Textur in der Mitte eines bei Zimmertemperatur einsinnig gezogenen Zinkdrahtes. Der Basiskreis ist auch hier der einzige, der ausgeprägte Interferenzmaxima aufweist. Im Gegensatz zum Magnesium liegen diese Maxima jedoch nicht auf dem Äquator. Wie die Durchrechnung ergibt, kann das Diagramm durch eine Spiralfasertextur, bei der die hexagonale Achse in den Einzelkörnern im Mittel um 72° (Streuwinkel $\pm 12°$) von der Drahtachse abweicht, erklärt werden[3].

Abb. 4 gibt ein Diagramm wieder, das an einem ungeätzten Drahtstück erhalten worden ist. Der Vergleich

[1] An gegossenem Zink konnten wir bereits früher eine Ringfaser nachweisen. Z. Metallkunde 20, S. 372 (1928).

[2] E. Schmid und G. Wassermann: Z. Phys. 42, S. 779 (1927).

[1] Ob es sich hier um eine im Sinne Weissenbergs homogene Ringfasertextur oder um eine in bezug auf die Drahtachse zentrierte Ringfaser handelt, kann auf Grund solcher Aufnahmen nicht entschieden werden (vgl. auch Abschnitt 3).

[2] Auf den Unterschied zwischen einer Spiralfasertextur und der Textur, wie wir sie hier für die Randzonen beschrieben haben, kommen wir in Abschnitt 3 zurück.

[3] Vgl. auch H. Mark, M. Polanyi u. E. Schmid: Z. Phys. 12, S. 58 (1922). Von der vorliegenden Deutung etwas abweichende Angaben finden sich bei M. Polanyi: Naturwiss. 16, S. 285 (1928).

Digitized by Google

mit Abb. 3 zeigt die hier besonders stark ausgeprägte Inhomogenität der Textur. Die auf der einen Seite des Äquators liegenden Basisinterferenzen sind ein wenig in Richtung auf den Äquator zu verschoben (Drehung der hexagonalen Achsen um etwa 3°), die auf der anderen (der Zugrichtung zugehörigen) Seite liegenden sind fast völlig verschwunden. Das Diagramm ähnelt weitgehend dem des Magnesiumdrahtes, wie es Abb. 2 zeigt. Die hexagonalen Achsen liegen wieder auf einem um die Drahtachse beschriebenen Kegelmantel. Als charakteristischer Unterschied sei indessen hervorgehoben, daß sich dieser Kegel bei den beiden Metallen nach verschiedenen Seiten in bezug auf die Ziehrichtung öffnet.

Technischer, bei 100° gezogener Zinkdraht, zeigt im wesentlichen das gleiche Verhalten.

Bei wechselseitig gezogenem Draht tritt die Inhomogenität der Textur weitgehend zurück. Die Randzonen unterscheiden sich nicht typisch von der Drahtmitte, nur die Streuung der Einstellung ist größer.

Eine Erweiterung der Versuche auf Kadmium scheiterte an dem Umstand, daß dieses Metall anscheinend bereits bei Zimmertemperatur lebhaft rekristallisiert und in gezogenem Zustand keinerlei Textur aufweist.

3. Diskussion der Ergebnisse.

Um die Unterschiede zwischen den verschiedenen, beobachteten Texturen deutlicher hervorzuheben, seien noch kurz die Möglichkeiten erörtert, die für die Textur eines gezogenen Drahtes bei schräger Stellung der ausgezeichneten Kristallachsen bestehen. Bilden die Achsen in jedem Punkte des Drahtes die Erzeugenden eines Doppelkegels um die Drahtrichtung, so liegt eine Weissenbergsche Spiralfasertextur vor. Sie besitzt unendlich viele, unendlichzählige Symmetrieachsen, nämlich alle zur Drahtrichtung parallelen Geraden. Die zur Drahtrichtung senkrechte Ebene ist Symmetrieebene.

Sind hingegen die ausgezeichneten Kristallachsen nur in solchen Lagen vorhanden, daß sie die zentrale Faser des Drahtes schneiden, so bleibt nur diese als ∞-zählige Drehachse erhalten. Die Gesamtheit der Achsen bildet dann einen um die Mittelfaser des Drahtes beschriebenen Doppelkegel. Senkrecht zur Drahtrichtung steht auch bei dieser Textur, die als doppelte Kegelfasertextur bezeichnet sei, eine Symmetrieebene.

Kommt auch diese Symmetrieebene in Fortfall, so wird die ∞-zählige Mittelachse polar; es sind nur noch Kristallachsen vorhanden, die in Form eines einfachen Kegels um die Mittelfaser liegen — einfache Kegelfasertextur.

Eine röntgenographische Unterscheidung dieser Texturen ist nur bei stark absorbierenden Substanzen möglich. Auch hier ist nur die einfache Kegelfaser von den anderen durch das Fehlen der Symmetrie zu beiden Seiten des Äquators zu unterscheiden[1]. Doppelte Kegelfaser- und Spiralfasertextur liefern die gleichen Diagramme.

Für den Spezialfall der Neigung der ausgezeichneten Kristallachsen unter 0° sind die drei Texturen miteinander identisch; sie gehen in die gewöhnliche Fasertextur über. Beträgt der Neigungswinkel der Achsen 90°, so geht die (homogene) Spiralfaser in die (homogene) Ringfaser, die beiden (zentrierten) Kegelfasern in eine zentrierte Ringfasertextur über. Auch zwischen den beiden Ringfasertexturen kann, selbst bei stark absorbierenden Substanzen, ohne gesonderte Aufnahme einzelner Drahtausschnitte nicht unterschieden werden.

Eine schematische Darstellung der an flächenzentrierten und den hier untersuchten hexagonalen Metallen beobachteten Ziehtexturen unter Berücksichtigung ihrer Inhomogenität ist in Abb. 5 gegeben. In der zentralen Zone liegt bei den flächenzentrierten Metallen eine gewöhnliche Fasertextur, bei Magnesium eine (zentrierte

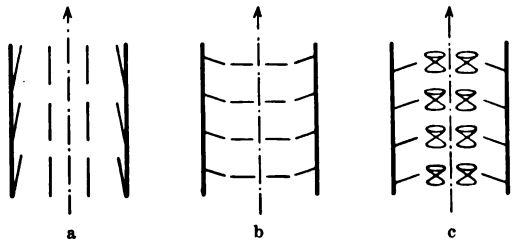


Abb. 5. Schema der Ziehtexturen. Ziehrichtung im Sinne der Pfeile. a) Flächenzentrierte Metalle; b) Magnesium; c) Zink.

oder homogene) Ringfasertextur, bei Zink eine Spiral- oder eine doppelte Kegelfasertextur vor. Die Randpartien weisen in allen Fällen einfache Kegelfasertexturen auf. Die Lage der Faserachsen kann hier stets durch eine geringe Drehung der entsprechenden Achsen der Mittelpartien beschrieben werden. Der Sinn der Drehung ist in allen Fällen gleich. Auffällig ist, daß beim Zink in den Randzonen nur eine Achsenlage erhalten bleibt.

Eine Erörterung der Zugtextur auf Grund des Deformationsmechanismus des Einzelkristalls kann nur beim Zink durchgeführt werden, da die Translationselemente des Magnesiums noch nicht bekannt sind. Bei Zink findet man in der Tat insofern Übereinstimmung mit dem Verhalten des Einzelkristalls, als auch bei diesem die hexagonale Achse sich mit zunehmender Dehnung querer stellt und einem Endwinkel von etwa 74—82° zur Drahtachse zustrebt. Die Annäherung der Drahtachse an die Translationsrichtung (diagon. Achse I. Art) tritt allerdings beim gezogenen Draht nicht mehr in Erscheinung.

Über die Ursache der Unterdrückung der zweiten Lage in den Randpartien der gezogenen Zinkdrähte können heute erst Vermutungen aufgestellt werden, von deren Wiedergabe hier aber abgesehen sei.

Der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft sind wir für Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit zu bestem Dank verpflichtet.

[1] E. Schmid und G. Wassermann: l. c.

Digitized by Google

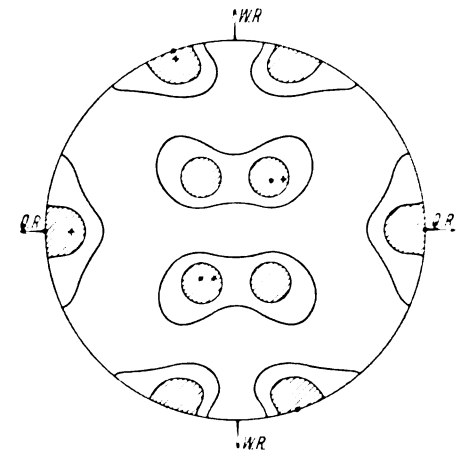
Walz- und Rekristallisationstextur regulär-flächenzentrierter Metalle. III.

Von Frhrn. v. Göler und G. Sachs[1].

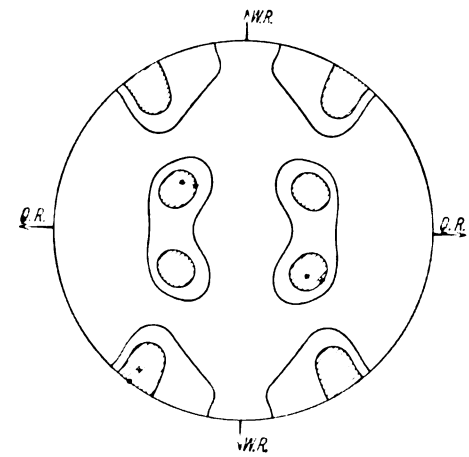
Walztexturen. In unserer ersten Mitteilung[2] konnte die bis dahin ungeklärte Anordnung der Kristalle in gewalzten Aluminiumblechen neu bestimmt und auf die Überlagerung zweier einfacher Kristallagen zurückgeführt werden. Von anderer Seite wurde dies Ergebnis bestätigt[3] und auch die Textur in gewalzten Kupferblechen in gleicher Weise gedeutet[4]. Ferner wurde auch dem Silber die gleiche Walztextur zugesprochen[4]. Dem widerspricht jedoch, worauf besonders Glocker[5] hinweist, der deutlich erkennbare Unterschied in den — in gewöhnlicher Weise senkrecht zur Walzebene hergestellten — Röntgenaufnahmen von Aluminium und Silber.

Weitere eigene Versuche, über die im folgenden berichtet wird, ergaben nun für eine Reihe regulär-flächenzentrierter Metalle und Legierungen sehr ähnliche Röntgenaufnahmen wie für Aluminium[6]. Eine Anzahl von Legierungen, insbesondere verschiedene Messinge, verhalten sich dagegen, wie schon bekannt war, eher wie Silber.

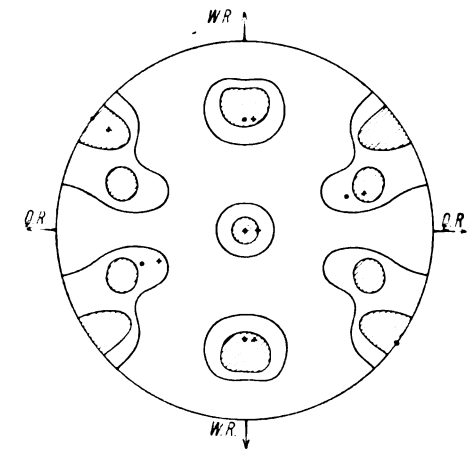
Um zunächst die Textur der Messinge genau angeben zu können, wurden an einem in geeigneter Weise vorbereiteten Präparat[7] eines Messings mit 85% Cu (Ms 85) 15 Röntgenaufnahmen in verschiedenen Richtungen hergestellt. Aus diesen wurden, wie früher ausführlich beschrieben[8], die durch Abb. 1 bis 3 wiedergegebenen Polfiguren der drei wichtigsten Kristallflächen für zwei Intensitätsstufen konstruiert. Aus diesen Polfiguren geht in der Tat hervor, daß die Walztextur von Messing durch die von Glocker für Silber angegebene Lage gut erfaßt wird. Diese Lage ist dadurch beschrieben, daß eine [112]-Richtung der Kriställchen parallel zur Walzrichtung, und eine {110}-Ebene parallel zur Walzebene (112-Lage) liegt[9]. In Abb. 1—3 ist sie durch Punkte kenntlich gemacht. Noch etwas besser wird vielleicht der experimentelle Befund, wie die Kreuzchen in Abb. 1—3 zeigen, durch eine Drehung dieser Lage um die Walzrichtung um etwa 5° wiedergegeben.



Oktaederflächen {111}.



Würfelflächen {200}.



Rhombendodekaederflächen {220}.

Abb. 1 bis 3. Polfiguren für die wichtigsten Kristallflächen bei gewalztem Messing Ms 85. (85% Cu; 98,8% Dickenabnahme.)
(R. Str. = Röntgenstrahl, N. R. = Normalrichtung des Bleches, Q. R. = Querrichtung.)

Die Gegenüberstellung der Polfiguren von Messing (Abb. 4) und von Aluminium (Abb. 5) läßt den erheblichen Unterschied in der Lagenmannigfaltigkeit der Kristalle

[1] Original: Z. f. Phys. 56, S. 477—484 (1929).

[2] Z. Phys. 41, S. 873—888 (1927).

[3] S. T. Konobejewski: Z. Phys. 39, S. 415—426 (1926); R. Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen, S. 330. Berlin 1927.

[4] F. Wever u. W. Schmidt: Mitt. Kaiser-Wilhelm-Inst. f. Eisenf. 9, S. 265—272 (1927); Z. techn. Phys. 8, S. 398—400 (1927).

[5] R. Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen, S. 329. Berlin 1927.

[6] Zur Verwendung gelangte wie früher Mo-K-Strahlung. ($\lambda_a = 0{,}71$ Å.) Bei dieser harten Strahlung sind die Unterschiede in den Reflexionswinkeln der niedrig indizierten Kristallflächen verschiedener Metalle so gering, daß die in der vorliegenden Arbeit wiedergegebenen Aufnahmen ohne weiteres vergleichbar sind.

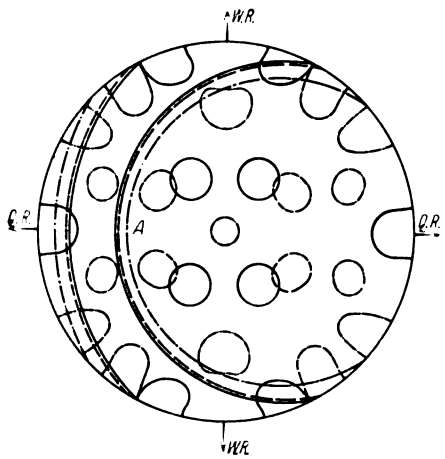
[7] Das angelieferte oder erschmolzene Material wurde zunächst stark durchgeschmiedet oder rundgewalzt bis auf etwa 4 mm Stärke, dann bei geeigneten Temperaturen ausgeglüht und schließlich möglichst genau in einer Richtung um etwa 99 bis 99,5% in etwa 15 Stichen heruntergewalzt.

[8] Vgl. Mitt. I, a. a. O.

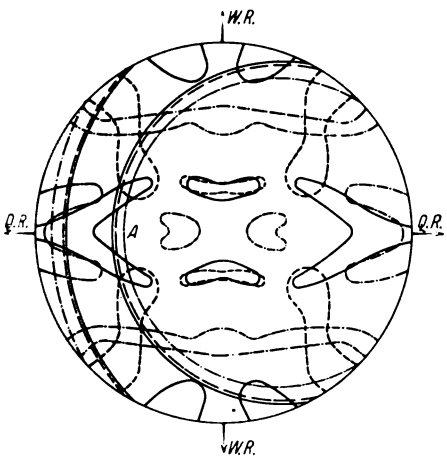
[9] Vgl. N. Uspenski u. S. Konobejewski: J. d. Russ. Phys.-Chem. Ges. 50, S. 173—184 (1922); Z. Phys. 16, S. 215 bis 217 (1923); H. Mark u. K. Weißenberg: Z. Phys. 14, S. 328—341 (1923); 16, S. 314—318 (1923).

Digitized by Google

in beiden Fällen deutlich erkennen. Wie nach dem Vorhandensein von zwei verschiedenen Lagen zu erwarten, zeigen die Polfiguren von Aluminium viel weniger von Intensität freie Flächen als diejenigen von Messing. Jedoch scheint auch bei Messing, wie aus verschiedenen einzelnen Aufnahmen hervorgeht, die zweite Lage ([111]| Walzrichtung, {112}| Walzebene = 111-Lage) in geringer Intensität vorhanden zu sein. Diese ist aber so gering, daß sie selbst in unserer zweiten Intensitätsstufe der Polfiguren nicht merklich in Erscheinung tritt. Bei Aluminium sind dagegen beide Lagen annähernd gleich stark vertreten[1].



Ms 85.



Al.

Abb. 4 und 5. Polfiguren bei gewalztem Ms 85 und Aluminium mit eingezeichneten Reflexionskreisen der Schrägaufnahme.
— 111 – – – 200 -•-•- 228.

Da eine genaue Untersuchung mehrerer anderer Stoffe eine sehr umfangreiche Arbeit bedeutet, wurde nach einer Lage gesucht, bei der sich die Unterschiede der Texturen in den Aufnahmen scharf ausprägen. Besonders geeignete Aufnahmen ergibt nun, wie aus den Polfiguren (Abb. 4 u. 5) hervorgeht, eine Lage der Bleche, bei der sie 20° um die Walzrichtung aus der zum Röntgenstrahl senkrechten Stellung herausgedreht sind. Bei Ms 85 ist dann nach Abb. 6 eine Hälfte der Aufnahme, die der Stelle *A* in der Polfigur (Abb. 4) entspricht, fast frei von Reflexen. Bei Aluminium ist dagegen entsprechend Abb. 7 gerade dieser Teil der Aufnahme von charakteristischen Intensitäten gefüllt. Zur Veranschaulichung sind noch in Abb. 8 die aus den Polfiguren (Abb. 4 u. 5) konstruierten theoretischen Röntgenaufnahmen für Messing und Aluminium wiedergegeben. An Hand einer solchen Aufnahme läßt sich, wie Abb. 9—15 für eine Anzahl anderer Metalle und Legierungen zeigen, eine einigermaßen zuverlässige Aussage darüber machen, ob sich eine Textur einer der beiden genannten Gruppen zuteilen läßt.

Von den reinen Metallen zeigen Kupfer (Abb. 9) und Nickel (Abb. 10) praktisch das gleiche Bild wie Aluminium (Abb. 7). Die Aufnahme von Gold (Abb. 11) stimmt in den wesentlichen Zügen ebenfalls mit denen von Aluminium, Kupfer und Nickel überein. Kleine, möglicherweise vorhandene Unterschiede erklären sich vielleicht durch eine etwas größere Streuung bei Gold, vielleicht auch durch einen verschiedenen Anteil der zwei Lagen.

Das Bild von Silber (Abb. 12) hat dagegen ein ganz gleichartiges Aussehen wie das von Messing[1].

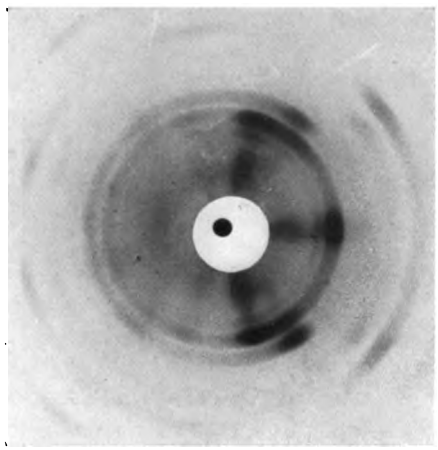


Abb. 6. Schräge Röntgenaufnahme von Handelsmessing (84,4% Cu, 15,7% Zn, 0,07% Fe) (rundgewalzt, 500° ½ st geglüht, 99,2% gewalzt).

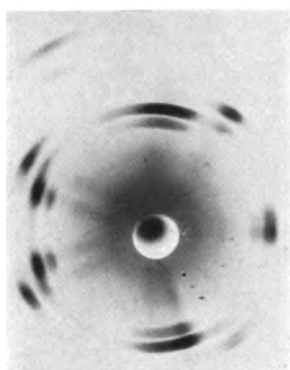


Abb. 7. Schräge Röntgenaufnahme von Aluminium (durchgeschmiedet. 500° ½ st geglüht, 99,5% gewalzt).

[1] F. Wever u. W. Schmidt, a. a. O., geben für das Verhältnis beider Lagen in Aluminium 1,4 : 1 an.

[1] Von den vier Stoffen Aluminium, Kupfer, Silber und Nickel wurde im Laufe der Untersuchung eine große Zahl von Aufnahmen an Präparaten verschiedener Reinheit und verschiedener Vorbehandlung durchgeführt, die ausnahmslos gleichartige Bilder für Aluminium, Kupfer und Nickel und

Digitized by Google

Von Legierungen geben Gold-Silberlegierungen mit Gehalten von 30 und mehr Gew.-Proz. Ag nach Abb. 13 und eine Zinnbronze nach Abb. 14 ähnliche Bilder wie Messing und Silber, Konstantan dagegen, wie Abb. 15 zeigt, eine Aufnahme wie Aluminium, Kupfer und Nickel.

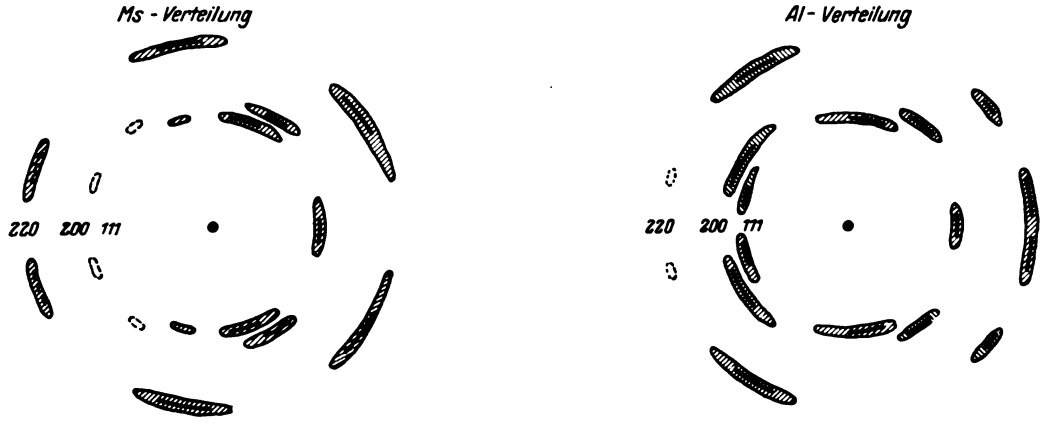


Abb. 8. Schematische Röntgenaufnahmen der 20° um die Walzrichtung gedrehten Proben.

Eine Gold-Silberlegierung mit 5% Ag ergab ebenfalls eine gleichartige Aufnahme.

Auch Aufnahmen bei Durchstrahlung senkrecht zur Walzebene lassen schon, wie erwähnt, die Unterschiede in den Texturen erkennen. Dies zeigt z. B. deutlich der

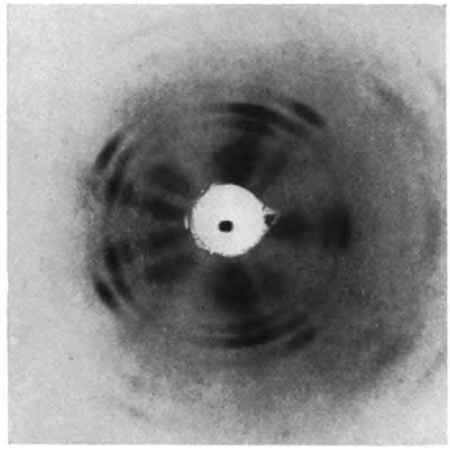


Abb. 9. Elektrolytkupfer (rundgewalzt, 500°, 1/2 st geglüht, 98,8% gewalzt).

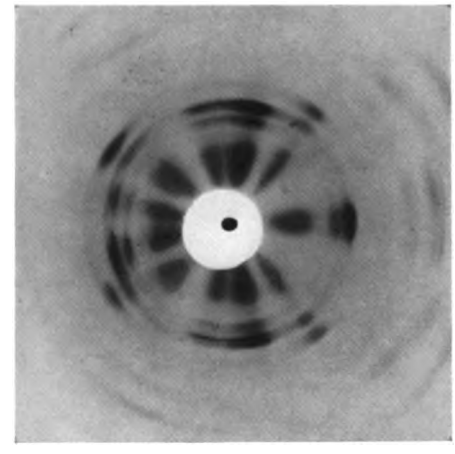


Abb. 11. Feingold (geschmiedet, 500°, 1/2 st geglüht, 99,6% gewalzt).

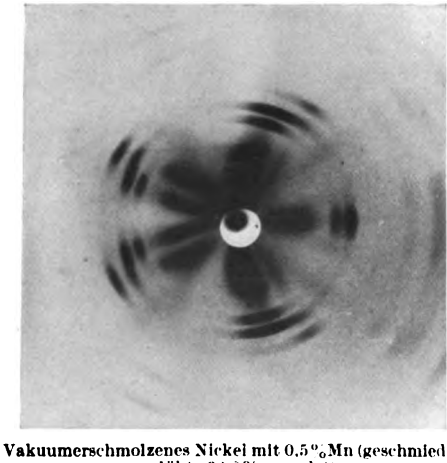


Abb. 10. Vakuumerschmolzenes Nickel mit 0,5% Mn (geschmiedet, 900° 1/2 st geglüht, 98,8% gewalzt).

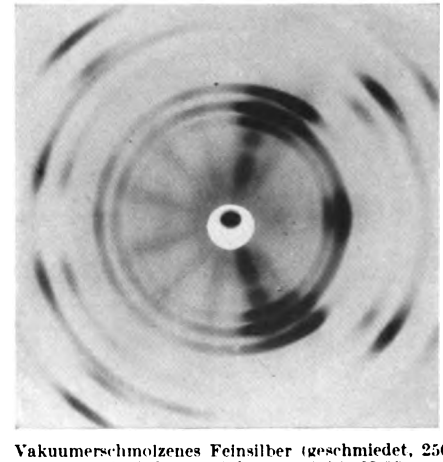


Abb. 12. Vakuumerschmolzenes Feinsilber (geschmiedet, 250° 1/2 st geglüht, 99,0% geschmiedet, 250° 1/2 st geglüht, 99,0% gewalzt).

Abb. 9 bis 12. Schräge Röntgenaufnahmen von reinen Metallen.

---

andersartige für Silber ergaben. Die von Wever und Schmidt a. a. O. festgestellte Gleichartigkeit der Texturen von Aluminium, Kupfer und Silber widerspricht allen sonstigen Beobachtungen. Da von ihnen keine Aufnahmen veröffentlicht sind, läßt sich der Grund dieser Unstimmigkeit nicht feststellen.

Vergleich einer Nickelaufnahme in Abb. 16 mit einer solchen von Silber in Abb. 17.

Durch die vorliegende Untersuchung ist nachgewiesen, daß die Walztexturen der regulär-flächenzentrierten Metalle und Legierungen nicht gleichartig sind. Die Unter-

Digitized by Google

schiede lassen sich jedoch, wie es auch schon bei der Ziehtextur von Drähten festgestellt wurde[1], auf die Überlagerung zweier Texturen in verschiedenem Verhältnis zurückführen.

Nach den bisher vorliegenden Versuchen scheint dabei das Gesamtbild der Textur im wesentlichen vom Stoffe abzuhängen; während Nebeneinflüsse, wie die Walzbedingungen, etwaige Verunreinigungen usw. erst in zweiter Linie von Bedeutung sind. Man wird daher zum Verständnis der Walztexturen versuchen müssen, ihre Entstehung auf den Verformungsmechanismus einzelner Kristalle zurückzuführen. Versuche an einzelnen Kristallen lassen jedoch wohl ein unterschiedliches Verhalten von Metallen und Legierungen[1], nicht aber von reinen Metallen unter sich erkennen[2]. Die bisherigen Versuche an einzelnen Kristallen reichen allerdings noch nicht aus, um ihr Verhalten bei so verwickelten Spannungszuständen, wie sie im Haufwerk beim Walzen vorliegen, zu erklären.

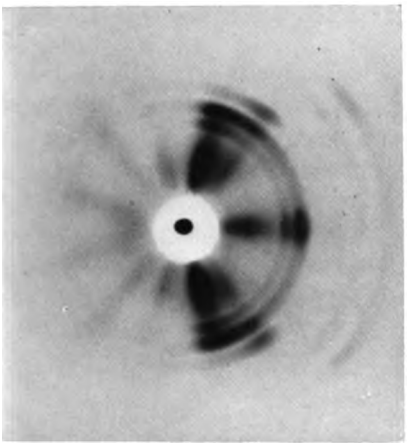


Abb. 13. 70% Au, 30% Ag (geschmiedet, 750°, ½ st geglüht, 98,8% gewalzt).

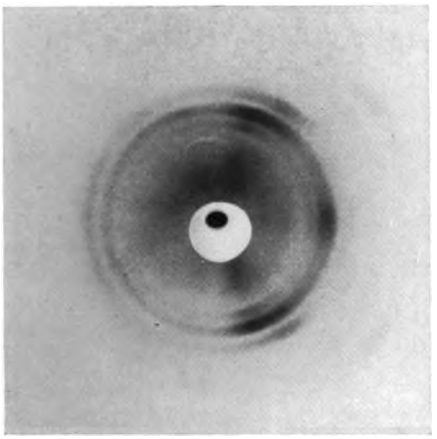


Abb. 14. 95% Cu, 5% Sn (geschmiedet, 700°, ½ st geglüht, 99,1% gewalzt).

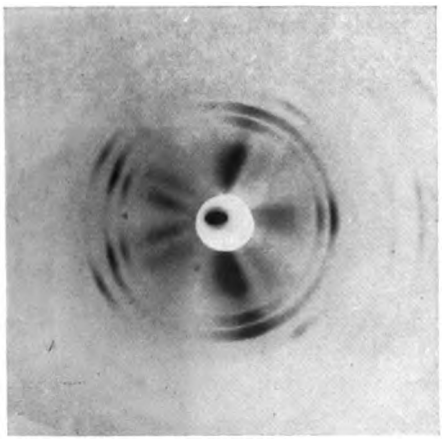


Abb. 15. 60% Cu, 40% Ni (Konstantan) (geschmiedet, 600°, ½ st geglüht, 98,8% gewalzt).

Abb. 13 bis 15. Schräge Röntgenaufnahmen von Legierungen.

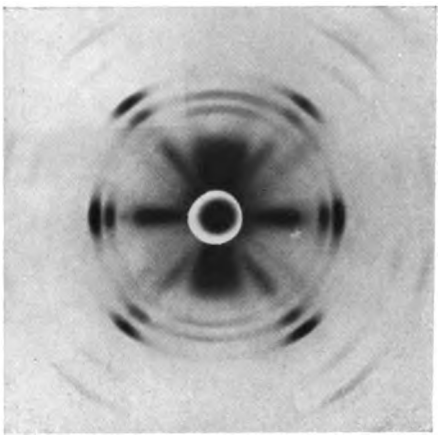


Abb. 16. Röntgenaufnahme senkrecht zur Walzebene von Nickel.

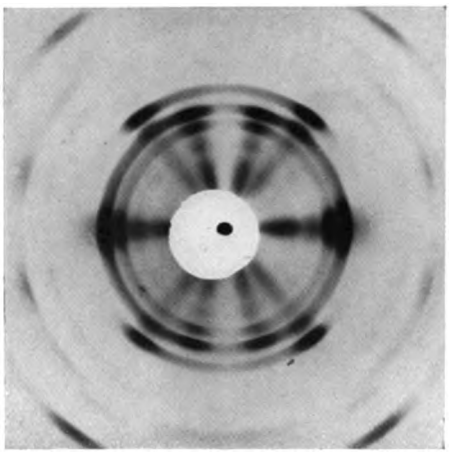


Abb. 17. Röntgenaufnahme senkrecht zur Walzebene von Silber.

[1] E. Schmid u. G. Wassermann: Z. Phys. 42, S. 779 bis 794 (1927).

[1] C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) 115, S. 148—166 (1927); M. Masima u. G. Sachs: Z. Phys. 50, S. 161—186 (1928); Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Z. f. Phys. 55, S. 581—620 (1929).

[2] C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) 112, S. 289—296 (1926).

Digitized by Google

Walz- und Rekristallisationstextur regulär-flächenzentrierter Metalle. IV.

Von Frhrn. v. Göler und G. Sachs[1].

Rekristallisationstexturen. Beim Ausglühen von Blechen kann beim Ersatz der durch Walzen verformten Kristalle durch neue eine von der Walztextur verschiedene Rekristallisationstextur entstehen. Die regulär-flächenzentriert kristallisierenden Metalle verhalten sich dabei insofern recht merkwürdig, als bei Kupfer eine einfache Anordnung der Kristalle sichergestellt ist, bei der die Kristalle mit je einer Würfelkante der Walzrichtung und Querrichtung parallel liegen (Würfeltextur)[2], bei Silber[3] dagegen in Übereinstimmung mit Messing[4] eine andere, verwickeltere Kristallage mit einer [112]-Richtung parallel der Walzrichtung und einer {113}-Ebene in der Walzebene (113-Textur). Besonders überraschend ist dabei, daß die sonst sehr ähnlichen Metalle Kupfer und Silber sich so grundsätzlich verschieden verhalten. Um einen weiteren Überblick über die Gesetzmäßigkeiten der Kristallgleichrichtung bei der Rekristallisation zu erhalten, wurden daher eine Anzahl verschiedener Metalle und Legierungen untersucht, wobei besonders auch den Entstehungsbedingungen der Textur und dem Einfluß von Verunreinigungen nachgegangen wurde.

Entstehungsbedingungen. Von unserer früheren Untersuchung her ist es zunächst bekannt, daß für das Entstehen einer guten Rekristallisationstextur das Gefüge des Ausgangsmaterials feinkörnig und ungeordnet sein muß. Dies wurde stets dadurch erreicht, daß das angelieferte oder selber erschmolzene Material gut durchgeschmiedet oder rundgewalzt und dann bei niedrigen Temperaturen ausgeglüht wurde. Noch mehr als Grobkörnigkeit[1] stört die Anwesenheit einer Kristallgleichrichtung im Ausgangsmaterial, da dann sowohl die Walztextur als auch die Rekristallisationstextur stark von der normalen abweichen können. Auch muß das Blech stets möglichst genau in der gleichen Richtung gewalzt werden.

Ferner stellt sich nach dem Röntgenbild eine ausgeprägte und dementsprechend deutbare Kristallgleichrichtung erst nach höheren Walzgraden ein, bei Kupfer nach Abb. 1 bis 4 etwa bei Walzgraden oberhalb 80% (= Höhenverminderung zwischen den beiden letzten

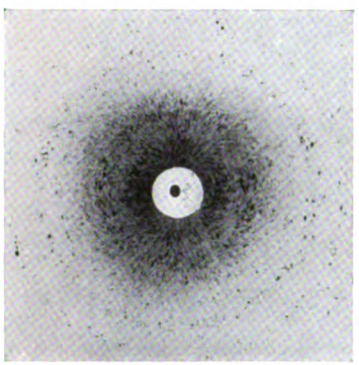


Abb. 1. 71%.

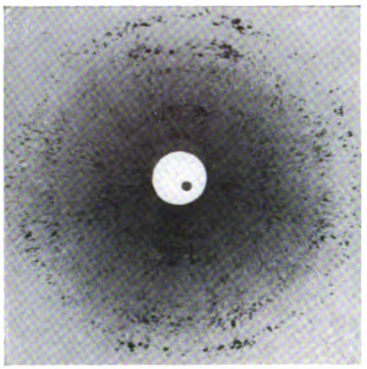


Abb. 2. 80%.

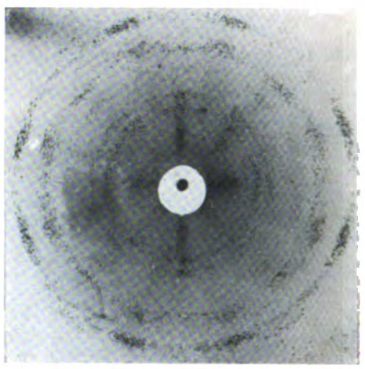


Abb. 5. 750°

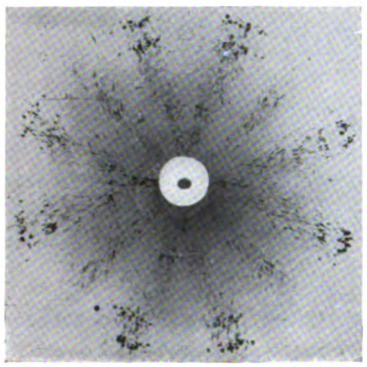


Abb. 3. 90%.

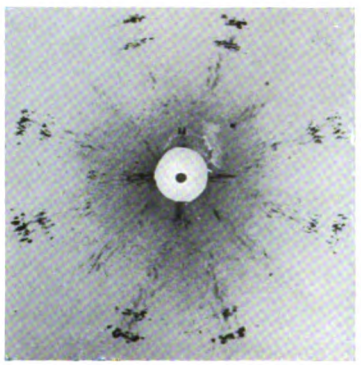


Abb. 4. 95%.

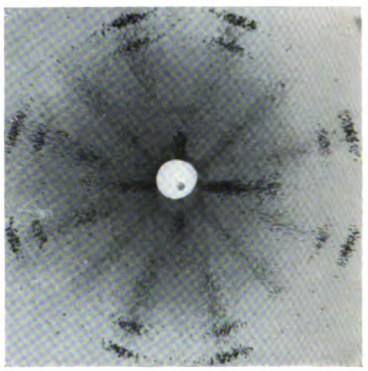


Abb. 6. 1320°.

Abb. 1 bis 4. Ausbildung der Rekristallisationstextur bei Elektrolytkupfer, um verschiedene Beträge gewalzt. (Geglüht 400°, 1/2 st.)

Abb. 5 und 6. Ausbildung der Rekristallisationstextur bei Nickel (mit 0,5% Mn), bei verschiedenen Temperaturen, 1/2 st geglüht (gewalzt 97,6%).

[1] Original: Z. Phys. 56, S. 485—494 (1929).

[2] Vgl. unsere II. Mitteilung, Z. Phys. 41, S. 889—906 (1927); ferner H. Widmann: ebenda 45, S. 200—224 (1927).

[3] R. Glocker: ebenda 31, S. 386—410 (1925); R. Glocker u. E. Kaupp: Z. Metallkunde 16, S. 377—379 (1924); R. Glokker, E. Kaupp u. H. Widmann: ebenda 17, S. 353—357 (1925); R. Glocker u. H. Widmann: ebenda 19, S. 41—43 (1927); H. Widmann: Z. Phys. 45, S. 200—224 (1927).

[4] A. Baß u. R. Glocker: Z. Metallkunde 20, S. 179—183 (1928); O. Bauer, Frhr.. v. Göler u. G. Sachs: ebenda S. 202—208.

[1] Den Einfluß der Korngröße im Ausgangsmaterial lassen z. B. die Aufnahmen für Silber (Abb. 11—14) erkennen.

Digitized by Google

Glühungen). Ist das Blech um mehr als etwa 95% herabgewalzt, so ist die Würfellage nach dem Glühen bei allen Temperaturen so ausgeprägt, daß Kristalle, die um mehr als 10° von der Würfellage abweichen, kaum vorkommen[1].

Die Gleichrichtung der Kristalle wird in den meisten Fällen auch mit der Höhe der Glühtemperatur besser. Bei der Betrachtung der Röntgenaufnahmen muß beachtet werden, daß hochgeglühtes Material vielfach grobkörnig ist und daher eine einwandfreie Deutung erschwert. Kupfer, das schon bei niedrigen Temperaturen eine sehr scharfe Gleichrichtung besitzt, läßt im Röntgenbilde die Wirkung der Glühtemperatur nicht besonders gut erkennen. Frühere Beobachtungen über die Zipfelbildung[2] lassen sich aber dahin deuten, daß die Würfeltextur auch bei Kupfer mit Steigerung der Glühtemperatur schärfer wird. Sehr deutlich ist dies in den Röntgenbildern von Nickel (Abb. 5 und 6) sowie Gold (Abb. 7 und 8) zu erkennen. Die für Gold wiedergegebenen Aufnahmen sind Laueaufnahmen und somit nicht ohne weiteres deutbar. Daß hier eine Würfeltextur vorliegt, wurde auch durch Drehaufnahmen festgestellt. Ähnlich wie Nickel und Gold verhielt sich auch eine Kupferlegierung mit 2% Zn.

Bei Silber soll nach Glocker[3] die Rekristallisationstextur durch Glühen bei hohen Temperaturen einem ungeordneten Gefüge Platz machen. Diese Feststellung konnten wir, wie Abb. 9 bis 12 zeigen, nicht bestätigen. Danach erscheint die Rekristallisationstextur nach dem Glühen bei 920° eher schärfer ausgeprägt als nach dem Glühen bei niedrigen Temperaturen[1]. Besonders deutlich tritt dies in der an sich unvollkommenen Rekristallisationstextur des einen vor dem Walzen verhältnismäßig hoch geglühten (850°) und dadurch grobkörnig gewordenen Präparats (Abb. 10 und 12) hervor.

Einfluß von Verunreinigungen. Das oben angeführte Nickel enthielt aus Verarbeitungsgründen[2] Beimengung an einem anderen Stoff, und zwar 0,5 % Mangan. Nach der scharfen Ausprägung der Würfeltextur bei diesem Nickel sind also 0,5% Mangan, die mit Nickel eine feste Lösung bilden, von geringer Wirkung auf die Ausbildung einer Rekristallisationstextur. Auch Zink, das mit Kupfer Mischkristalle bildet, beeinträchtigt die Rekristallisationslage des Kupfers, wie die oben angeführte Legierung mit dem immerhin erheblichen Gehalt von 2% Zn zeigt, nur wenig, und zwar im Sinne der Überführung in die noch zu besprechende Rekristallisationstextur der Messinge.

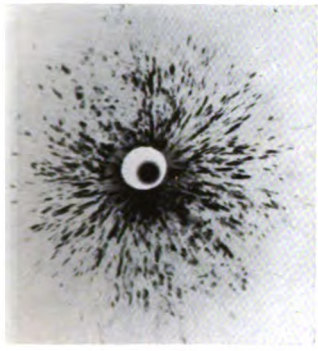


Abb. 7. 220°.

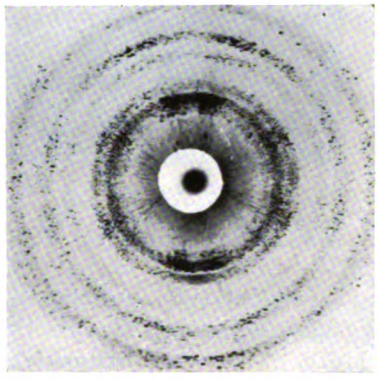


Abb. 9. Vorgeglüht: 225°, geglüht: 215°.

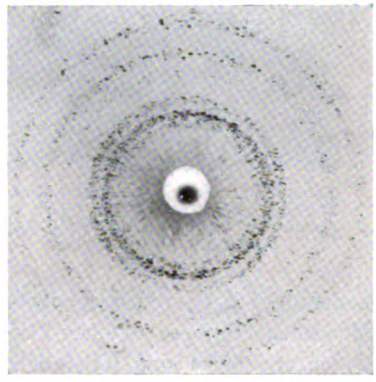


Abb. 10. Vorgeglüht: 850°, geglüht: 215°.

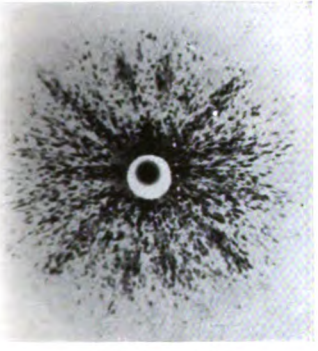


Abb. 8. 1000°.

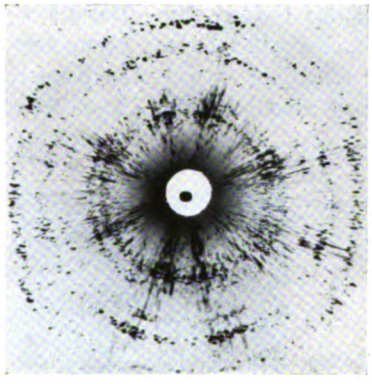


Abb. 11. Vorgeglüht: 225°, geglüht: 920°.

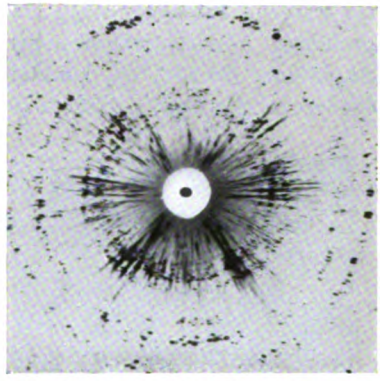


Abb. 12. Vorgeglüht: 850°, geglüht: 920°.

Abb. 7 und 8. Ausbildung einer Rekristallisationstextur bei Feingold, bei verschiedenen Temperaturen, 1/2-st geglüht (gewalzt 99,6%).

Abb. 9 bis 12. Ausbildung der Rekristallisationstextur bei vakuumerschmolzenem Silber, geschmiedet, bei verschiedenen Temperaturen vorgeglüht, gewalzt (99,5%) und bei verschiedenen Temperaturen geglüht.

[1] Auch nach einer zwischen 100 und 150° vorgenommenen Bearbeitung war die Rekristallisationstextur scharf ausgesprochen.

[2] K. Kaiser: Z. Metallkunde 19, S. 435—437 (1927).

[3] R. Glocker: a. a. O.

[1] Dies war auch bei einem Präparat der Fall, das ohne Zwischenglühung aus dem Gußzustand um 98,8% herabgewalzt worden war.

[2] Sehr reines Nickel läßt sich nicht verarbeiten. Eine Probe, die wir uns aus chemisch reinem Nickelpulver sintern und warmwalzen ließen, konnte von uns nicht weitergewalzt werden.

Digitized by Google

Von geringem Einfluß war ferner bei Kupfer der Sauerstoffgehalt. Selbst ein Material mit dem außergewöhnlich hohen Sauerstoffgehalt von 0,15% ergab eine scharfe Würfeltextur.

Dagegen erwiesen sich die bei handelsüblichem Material sonst vorhandenen Verunreinigungen von sehr starker Wirkung. Nach Abb. 13 und 14 zeigen z. B. Raffinadekupfer mit geringem Phosphor- und Arsengehalt und Mondnickel mit den üblichen Verunreinigungen höchstens andeutungsweise eine Kristallgleichrichtung.

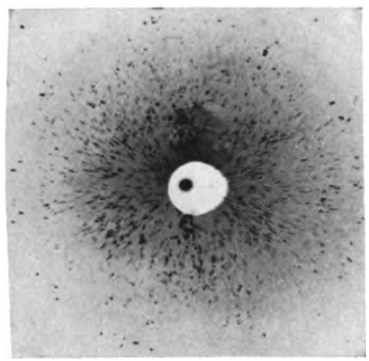


Abb. 13. Röntgenaufnahme von Raffinadekupfer, 99,7% gewalzt und 1000°, ½ st geglüht. (99,73% Cu, 0,2% Ni, 0,02% Fe, 0,035% P, 0,012% As.)

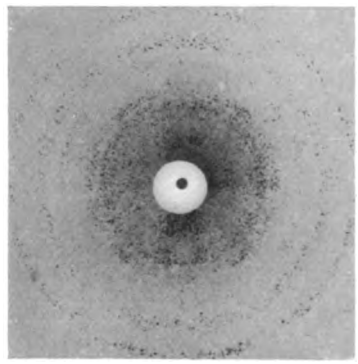


Abb. 14. Röntgenaufnahme von Mondnickel, 99,2% gewalzt und 900°, ½ st geglüht. (99,52% Ni und Co, 0,05% Cu, 0,15% Fe, 0,15% Mg, 0,04% Si, 0,09% C.)

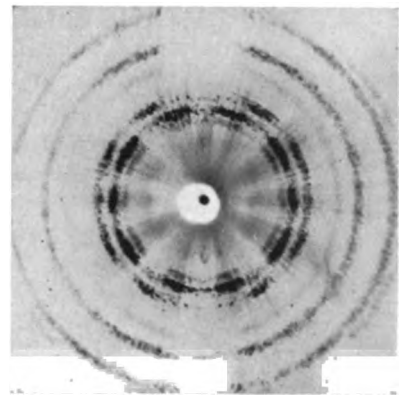


Abb. 15. Drehaufnahme (um Walzrichtung) von sehr reinem Aluminium. (99,93% Al, 98,0% gewalzt, 600°, ½ st geglüht.)

Bei Aluminium konnte eine von der Walztextur verschiedene Rekristallisationstextur bisher nicht beobachtet werden. Im allgemeinen erscheint das Gefüge von geglühtem Aluminiumblech ungeordnet. Bei sehr reinem Aluminium (99,93% Al) konnten wir allerdings — besonders in sehr hoch geglühten Blechen — eine deutliche Gleichrichtung der Kristalle feststellen, wie es die Drehaufnahme um die Walzrichtung (Abb. 15) erkennen läßt. Die dazugehörige Textur ist aber, soweit die Grobkörnigkeit des Präparats einen Schluß gestattete, nur wenig von der Walztextur verschieden, zweifellos aber schärfer ausgeprägt[1]. Aluminium scheint sich also als Blech ganz ähnlich wie als Draht zu verhalten, wo die Ziehtextur bei sehr reinem Material ebenfalls durch Glühen schärfer wird[2]. Daß der Reinheitsgrad auch hier für die Erhaltung einer Kristallgleichrichtung von Bedeutung ist, fand sich noch in einem technischen Falle bestätigt. Ein Material mit 0,17% Si führte beim Ziehen von Hohlkörpern zu unebenen Rändern (Zipfelbildung), verhielt sich also anisotrop, ein solches mit 0,4% Si dagegen nicht[1].

Rekristallisationstexturen verschiedener Metalle und Legierungen. Durch die vorliegende Untersuchung ist also die Würfeltextur außer für Kupfer auch noch für Gold (Abb. 8) und Nickel (Abb. 6) als Rekristallisationstextur aufgefunden worden. Unter geeigneten Bedingungen ist die Gleichrichtung der Kristalle im Blech sehr scharf ausgeprägt. Die Würfeltextur bleibt in der Regel bei geringen Zusätzen, die in fester Lösung aufgenommen werden, erhalten, so bei Zusatz von 2% Zink zu Kupfer. Außerdem tritt sie auch noch entsprechend Abb. 16 bei Kupfer-Nickellegierungen (Konstantan) auf.

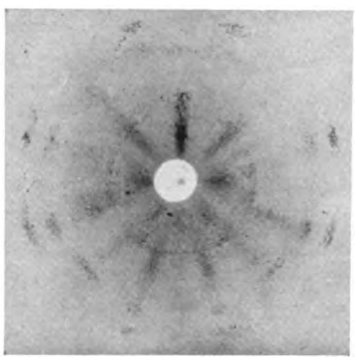


Abb. 16. Würfeltextur bei Konstantan. (98,8% gewalzt, 1000°, ½ st geglüht.)

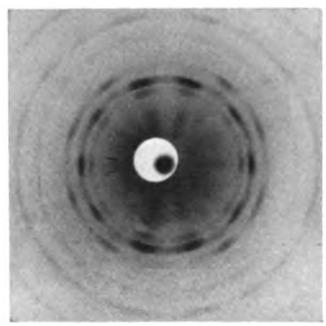


Abb. 17. Drehaufnahme von Feinsilber. (99,5% gewalzt, 500°, ½ st geglüht.)

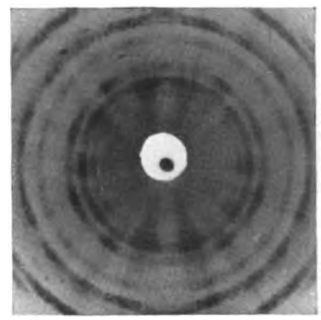


Abb. 18. Drehaufnahme von Messing mit 85% Kupfer. (99,3% gewalzt, 500°, ½ st geglüht.)

Dagegen besitzt Silber, soweit bisher festgestellt ist, als einziges reines Metall mit regulär-flächenzentriertem Gitter eine ganz andere, verwickeltere Rekristallisationslage (113-Textur). Eine hierfür charakteristische Drehaufnahme (um die Walzrichtung) zeigt Abb. 17. Sehr ähnlich erscheint auch nach Abb. 18 die Rekristallisationstextur von Messing mit 85% Kupfer, die gleichartig auch bei anderen Messingen mit einem Kupfergehalt zwischen 90 und 63% auftritt[2]. Ferner zeigten noch an-

[1] Vgl. Abb. 14 in Mitteilung I, Z. Phys. 41, S. 880 (1927).

[2] Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Z. Metallkunde 19, S. 90 bis 93 (1927); E. Schmid u. G. Wassermann: Z. techn. Phys. 9, S. 106—109 (1928).

[1] Näheres siehe Mitteilung V, Z. Phys. 56, S. 495—502 (1929).

[2] O. Bauer, Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Z. Metallkunde 20, S. 202—208 (1928).

Digitized by Google

deutungsweise eine Bronze mit 5% Zinn und eine Silberlegierung mit 1% Zink diese Textur.

Bei Gold-Silberlegierungen geht mit zunehmendem Silbergehalt die Rekristallisationsanordnung von der Würfeltextur zur 113-Textur über. Legierungen mit 5 und 30% Ag zeigen nach Drehaufnahmen (Abb. 19) vorherrschend die Würfeltextur. Dabei ist aber offensichtlich ein Teil der Kriställchen nach der 113-Textur orientiert, wie ein Vergleich mit der Aufnahme von Silber (Abb. 17) erkennen läßt. Aufnahmen von Legierungen mit 70 und 95% Ag hatten dagegen das gleiche Aussehen wie solche von Silber. Die Übergangsnatur der Textur von hoch goldhaltigen Legierungen zeigte sich auch darin, daß bei Vorversuchen an einer Legierung mit 5% Ag eine ausgesprochene 113-Textur, an einer Legierung mit 30% Ag eine ausgesprochene Würfeltextur erhalten wurde, so daß die Kristallanordnung bei diesen Legierungen offenbar besonders empfindlich ist. Ähnliche Erfahrungen wurden auch bei hoch kupferhaltigen Kupfer-Zinklegierungen (0,2—0,3% Zn) gemacht.

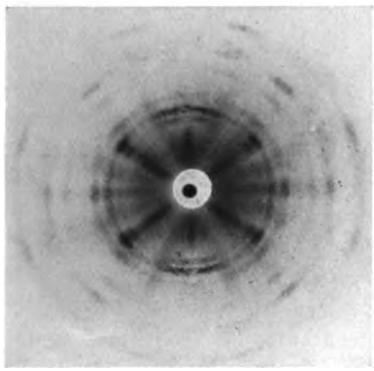
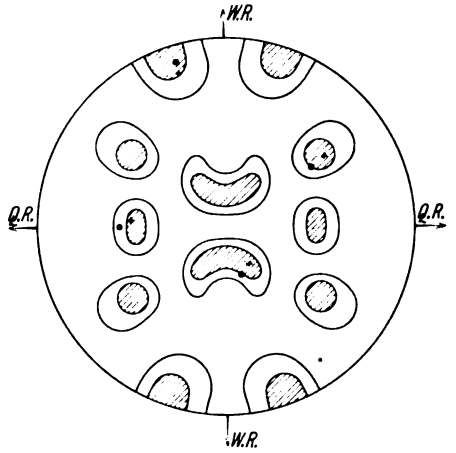


Abb. 19. Würfeltextur bei einer Gold-Silberlegierung mit 30% Ag. (99% gewalzt, 1000°, ½ st geglüht, Drehaufnahme.)

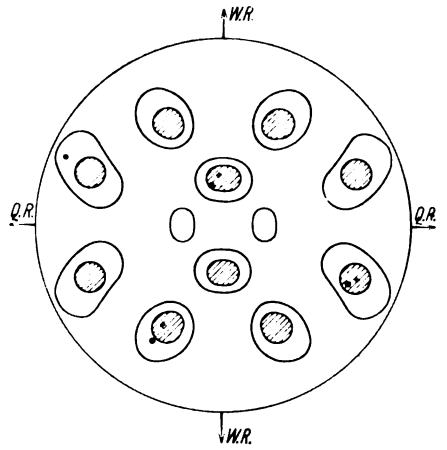
Bei Aluminium tritt eine von der Walzlage verschiedene Rekristallisationstextur anscheinend überhaupt nicht auf. Bei genügender Reinheit bleibt nur die Walzlage ganz oder teilweise erhalten (Abb. 15). Auch bei Palladium und Platin ergaben bisher einige Vorversuche keine ausgeprägte Rekristallisationstextur.

Der Umstand, daß Silber sich so ganz verschieden von den anderen, ihm nicht nur im Gitterbau, sondern auch in allen Eigenschaften sehr ähnlichen Metallen verhält, gab Veranlassung zur Untersuchung einer größeren Zahl verschieden reiner und verschieden behandelter Silberproben. Insbesondere wurden, da ein Einfluß von gelöstem Sauerstoff vermutet worden war, einige Schmelzen im Vakuum ausgeführt und eine Probe aus einem im Hochvakuum destillierten Silber hergestellt. In allen Fällen ergab sich aber übereinstimmend die 113-Textur, die demnach wirklich als Rekristallisationslage des Silbers angesprochen werden muß[1].

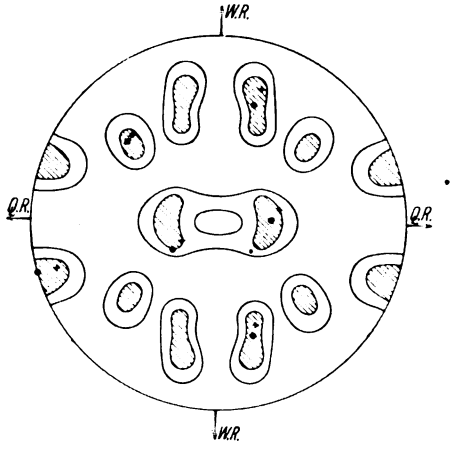
Eine gewisse Erklärung für das abweichende Verhalten von Silber gibt nur der Umstand, daß die beiden in der Rekristallisationstextur verschiedenen Stoffgruppen sich auch deutlich in ihrer Walztextur unterscheiden. Alle Stoffe mit Würfeltextur (Kupfer, Nickel, Gold, Konstantan) besitzen eine Walztextur, bei der zwei Kristallagen sich überlagern, während bei den Stoffen mit der 113-Textur (Silber, Messing, Bronze) in gewalztem Zustande praktisch nur die eine der beiden Walzlagen auftritt[1].



Oktaederflächen.



Würfelflächen.



Rhombendodekaederflächen.

Abb. 20 bis 22. Polfiguren für die wichtigsten Kristallflächen bei Ms 85, gewalzt. (98,8% Dickenabnahme und bei 500° ½ st geglüht.)

Die Deutung der verschiedenartigen Rekristallisationstexturen von Kupfer usw. und von Silber wäre damit auf die Aufgabe zurückgeführt, die verschiedenartige Walztextur dieser Stoffe zu erklären.

Die Rekristallisationslage von Messing. Um von der 113-Textur ein genaueres Bild zu gewinnen, er-

[1] H. Widmann: Z. Phys. 45, S. 200—204 (1927).

[1] Vgl. Mitteilung III, Z. Phys. 56, S. 477—484 (1929).

Digitized by Google

schien es notwendig, auch von ihr eine eingehendere Aufnahme durchzuführen. Die für Ms 85 (Messing mit 85% Kupfer) in gleicher Weise wie für die Walztextur[2] ermittelten Polfiguren der drei wichtigsten Kristallflächen für die 113-Textur geben Abb. 20 bis 22 wieder. In diese sind auch die der 113-Lage entsprechenden Punkte (·) eingetragen. Der Intensitätsverteilung wird jedoch noch besser eine Lage gerecht, die von der 113-Lage um etwa 10° abweicht und in den Abb. 20—22 durch Kreuze (+) gekennzeichnet ist. Daß die Rekristallisationslage der Messinge — und auch des Silbers — nicht genau der 113-Lage entspricht, geht auch schon in anschaulicher Weise daraus hervor, daß in den Drehaufnahmen (Abb. 17 und 18) die Intensitätsmaxima der innersten Interferenzkreise nicht genau auf Schichtlinien, d. h. auf annähernd horizontalen Linien, liegen. Eine besondere Aufnahme, bei der der 113-Reflexionskreis durch die Normalrichtung verlief, zeigte ferner, daß diese nicht mit einem Intensitätsmaximum von 113-Reflexen zusammenfällt. Wenn diese Abweichung auch praktisch von geringer Bedeutung ist und die Rekristallisationslage in ihren charakteristischen Zügen durch die 113-Lage ausreichend beschrieben wird, so erscheint es doch bemerkenswert, daß die 113-Textur im Gegensatz zur Würfeltextur keine streng rationale Lage ist.

Ein Zusammenhang zwischen der 113-Textur und der dazugehörigen Walztextur (112-Textur) ist nicht erkennbar. Eigenartig ist nur der Umstand, daß diese Rekristallisationslage aus der Walztextur einfach durch Drehung um die Walzrichtung um 30° hervorgeht.

Das bisherige Tatsachenmaterial reicht offenbar noch nicht aus, um irgendwelche umfassenderen Gesetzmäßigkeiten festzustellen, welche das Kristallwachstum bei der Rekristallisation von Blechen regulär-flächenzentrierter Metalle regeln.

Walz- und Rekristallisationstextur regulär-flächenzentrierter Metalle. V.

Von Frhrn. v. Göler und G. Sachs[1].

Textur und Eigenschaften. Die röntgenographisch festgestellte Anisotropie eines Bleches kommt auch in seinen Eigenschaften zum Ausdruck. Bei den regulär-flächenzentrierten Metallen können besonders die für die Technik wichtigen Festigkeitseigenschaften in starkem Maße richtungsabhängig sein[2].

Von einer Anzahl von Metallen und Legierungen wurden daher Festigkeit und Dehnung von Proben bestimmt, welche gewalzten und geglühten Blechen in verschiedener Lage zur Walzrichtung entnommen waren. Die Bleche waren nach der üblichen Vorbehandlung von 4 mm auf annähernd 0,3 mm, also rund 92% Höhenverminderung, herabgewalzt. Die Zerreißstäbe hatten eine Breite von 4 mm und eine Meßlänge von 18 mm. Im allgemeinen wurden je zwei bis vier gleichartig behandelte Stäbe zerrissen, die an verschiedenen Stellen des Bleches entnommen waren.

Bei dem verhältnismäßig niedrigen Walzgrad von 92% ist die Gleichrichtung in den Röntgenaufnahmen noch nicht sehr ausgesprochen. Die Anisotropie der Eigenschaften ist nichtsdestoweniger, wie Abb. 1 bis 4 zeigen, in den Fällen, wo sie zu erwarten war, deutlich nachweisbar[3].

Die Richtungsabhängigkeit der Blecheigenschaften ist nun in den Abb. 1 bis 4 in Vergleich gesetzt mit den Festigkeitseigenschaften entsprechend orientierter einzelner Kristalle. Benutzt wurde dazu die Orientierungsabhängigkeit der Festigkeit und Dehnung, wie sie auf Grund einer durch Versuche[4] ermittelten mittleren Fließkurve für Aluminiumkristalle berechnet worden war[1]. Nach den bisher vorliegenden Untersuchungen erscheint die Übertragung dieser Festigkeitskörper auf die anderen reinen Metalle[2] des gleichen Kristallsystems berechtigt, während sie für die meisten Mischkristalle, z. B. Messingkristalle[3], wohl nur Näherungswerte ergeben dürfte.

Abb. 5 und 6 geben die früher berechnete Festigkeit und Dehnung von Aluminiumkristallen durch Schichtlinien in stereographischer Projektion wieder. In Abb. 7 bis 10 sind die Zonenkreise eingezeichnet, die der Lage der Blechebene bei den verschiedenen Texturen entsprechen würden, wenn das Blech aus einem einzigen oder mehreren der Textur entsprechend gelegenen Kristallen bestehen würde. Wir bezeichnen kurz die Walztexturen mit 112-Textur ([112] ∥ Walzrichtung, [111] ∥ Querrichtung), 111-Textur ([111] ∥ Walzrichtung, (110) ∥ Querrichtung) und 335-Textur ([335] ∼ ∥ Walzrichtung, [154] ∼ ∥ Querrichtung). Als Mischtextur ist die Überlagerung der 112-Textur und der 111-Textur im Verhältnis 1 : 1 eingeführt. Die Rekristallisationstexturen sind mit Würfeltextur ([100] ∥ Walzrichtung, [010] ∥ Querrichtung, [001] ∥ Normalrichtung) und 113-Textur ([112] ∥ Walzrichtung, [311] ∥ Normalrichtung) angegeben.

Im allgemeinen sind für jeden Winkel zur Walzrichtung entsprechend der Symmetrie des Walzvorganges zwei Punkte auf dem Zonenkreis zu berücksichtigen. Die kristallographischen Kurven der Abb. 1 bis 4 sind aus den Mittelwerten der Festigkeitseigenschaften beider Lagen konstruiert. Für die Mischtextur sind wieder die Mittelwerte der 111- und 112-Textur gegeben. Übrigens ist die gute Übereinstimmung der theoretischen Festigkeits-

[1] Original. Z. Phys. 56, S. 495—502 (1929).

[2] W. Köster: Z. Metallkunde 18, S. 112—116 (1926); Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Z. Phys. 41, S. 889—906 (1927); O. Bauer, Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Z. Metallkunde 20, S. 202—208 (1928); F. Körber u. H. Hoff: Mitt. Kaiser-Wilhelm-Inst. f. Eisenforschung 10, S. 175—187 (1928).

[3] Der mittlere Fehler in den Festigkeitsversuchen beträgt für die Festigkeiten etwa 2%, für die Dehnungen etwa 5%.

[4] R. Karnop u. G. Sachs: Z. Phys. 41, S. 116—139 (1927).

[1] Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Z. techn. Phys. 8, S. 588 bis 594 (1927).

[2] C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) 112, S. 289—296 (1926); Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Z. Phys. 55, S. 581—620 (1929).

[3] M. Masima u. G. Sachs: Z. Phys. 50, S. 161—196 (1928); Frhr. v. Göler u. G. Sachs: ebenda 55, S. 581—620 (1929).

Digitized by Google

kurven für die Mischtextur und die 335-Textur als eine Bestätigung dafür anzusehen, daß beide Angaben für die Beschreibung der Aluminiumwalztextur brauchbar sind. Beim Vergleich der gemessenen Festigkeitseigenschaften der Bleche in Abb. 1 bis 4 mit den darübergezeichneten kristallographischen Kurven, die für entsprechend orientierte Aluminiumkristalle gelten, ist zu berücksichtigen, daß die Kurven nur Verhältniswerte geben können in-

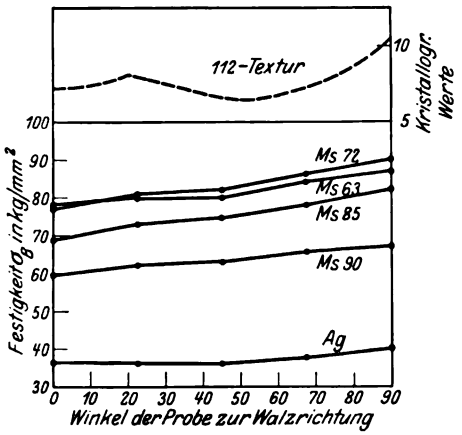


Abb. 1. Festigkeit von gewalztem Silber- und Messingblech in verschiedenen Richtungen und Vergleich mit der aus der Textur berechneten Anisotropie.

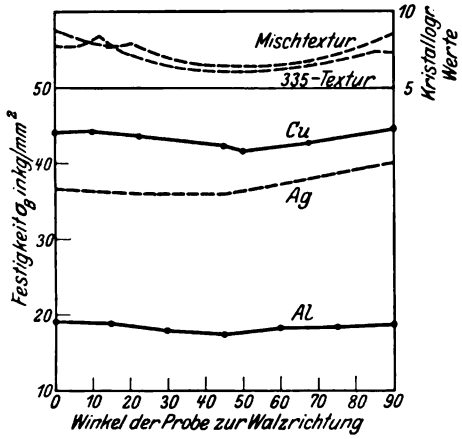


Abb. 2. Festigkeit von gewalztem Kupfer- und Aluminiumblech.

folge der verschiedenen Höhe der Festigkeitseigenschaften für verschiedene Metalle. Ebenso wirkt die gegenseitige Beeinflussung der Kristalle im Haufwerk, die übrigens auch in verschiedenen Richtungen verschieden groß sein könnte. Geringe Verschiebungen der Lage beeinflussen den Gesamtverlauf nur wenig, daher sind z. B. die Abweichungen der Walz- und Rekristallisationslage beim Ms 85 von der genauen 112- und 113-Textur[1] nicht berücksichtigt. Jedoch werden die scharfen Spitzen in den Festigkeitskurven schon bei geringen Abweichungen von den rationalen Lagen stark abgeflacht. Da außerdem sämtliche Texturen, mit Ausnahme der Würfeltextur, mit beträchtlicher Streuung behaftet sind, werden sicherlich keine scharfen Knicke und Spitzen auftreten. Im übrigen darf man aus den angeführten Gründen von vornherein nicht mehr als eine ungefähre qualitative Übereinstimmung des experimentellen und theoretischen Kurvenverlaufs erwarten.

[1] Vgl. Mitt. III und IV, Z. Phys. 56, S. 477—494.

Wie Abb. 1 bis 4 zeigen, ist nun eine solche Übereinstimmung in der Tat vorhanden.

Bei den gewalzten Blechen ordnen sich die Stoffe in der Richtungsabhängigkeit der Festigkeit entsprechend Abb. 1 und 2 durchaus nach den zwei Gruppen ein, die

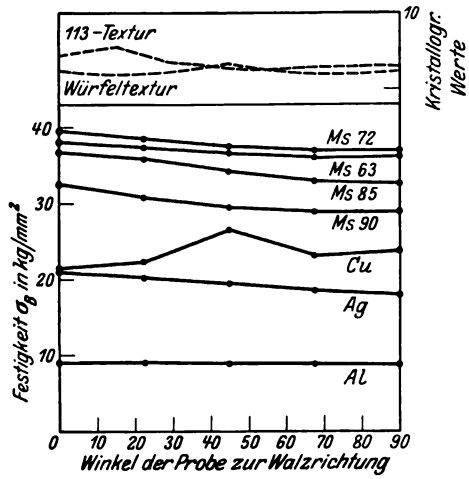


Abb. 3. Festigkeit von geglühten Blechen verschiedener Metalle.

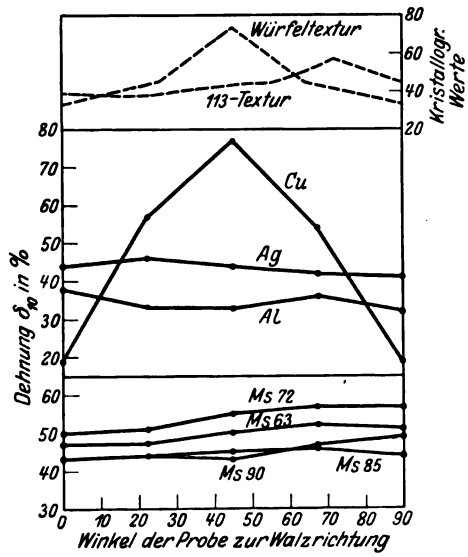


Abb. 4. Dehnung von geglühten Blechen verschiedener Metalle.

nach dem Röntgenbefund zu erwarten sind. Aluminium zeigt den gleichen Verlauf wie Kupfer, die verschiedenen Messinge und Silber dagegen eine ganz andere Richtungsabhängigkeit. Silber weicht in der Nähe der Walzrichtung von den Messingen ab, vielleicht im Sinne einer Annäherung an die Kurven von Aluminium und Kupfer. Es ist jedenfalls unverkennbar, daß die charakteristischen Unterschiede der Orientierungsabhängigkeit von Kupfer und Aluminium einerseits, von Silber und Messing andererseits durchaus dem Verlauf der theoretischen Kurven für die 335- bzw. die Mischtextur einerseits und die 112-Textur anderseits entsprechen.

Bei den geglühten Blechen zeigt das Kupfer nach Abb. 3 und 4 sowohl in der Festigkeit als auch besonders in der Dehnung die nach seiner Würfeltextur zu erwartende sehr charakteristische Richtungsabhängigkeit[1]. Besonders interessant erscheint dabei noch die in Abb. 11 wiedergegebene Tatsache, daß die unter 45° gelegenen

[1] Vgl. auch W. Köster, a. a. O.

Digitized by Google

Proben beim Zerreißversuch viel stärker in der Dicke als in der Breite abnehmen[1]. Es entspricht dies dem Verhalten entsprechend orientierter einzelner Kristalle.

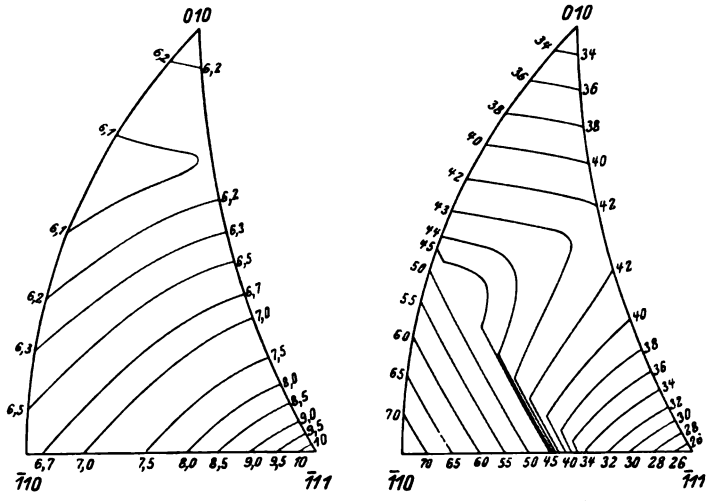


Abb. 5. Festigkeit. Abb. 6. Dehnung.

Abb. 5 und 6. Festigkeit und Dehnung von Aluminiumkristallen in Abhängigkeit von der Orientierung.

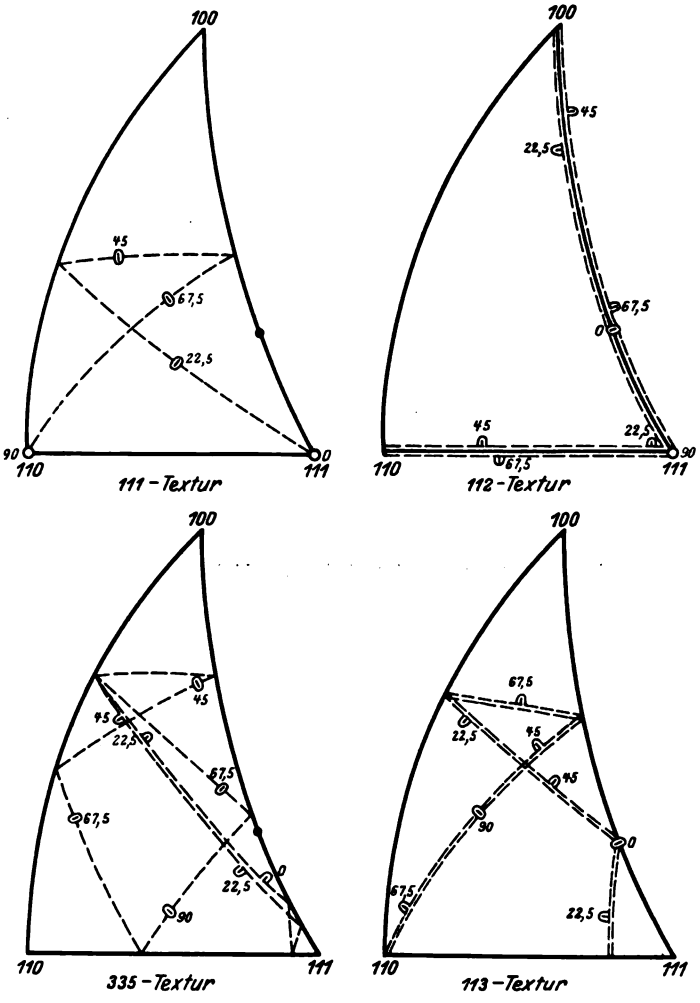


Abb. 7 bis 10. Lage der Blechebene im Poldreieck bei verschiedenen Texturen. (Die kleinen Zahlen geben den Winkel zur Walzrichtung an.)

Eine Legierung von Kupfer mit 2% Zink zeigte ebenfalls, wenn auch in geringerem Maße, die dem Kupfer eigentümliche Richtungsabhängigkeit der Festigkeit und Dehnung.

[1] O. Bauer, Frhr. v. Göler u. G. Sachs: a. a. O.

Bei Messingen und Silber im geglühten Zustande verhalten sich die Festigkeit und Dehnung nach Abb. 3 und 4 ganz ähnlich, wie es aus der 113-Textur berechnet wird.

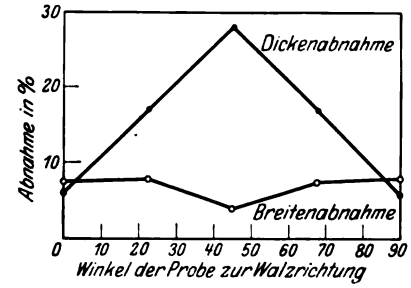
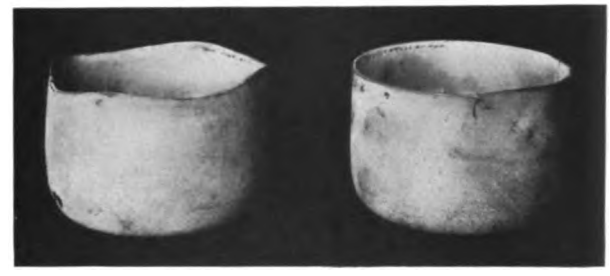


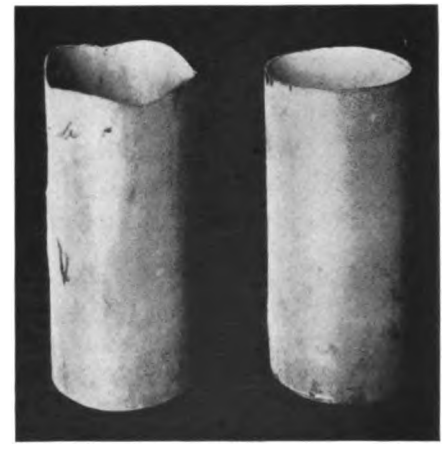
Abb. 11. Verteilung der Dehnung bei verschieden gelegenen Proben aus Kupferblech auf die Breite und Dicke.

Zu beachten ist dabei, daß die Dehnungswerte verschiedentlich — besonders bei Silber — stark streuen, so daß bei der nicht sehr beträchtlichen Orientierungsabhängigkeit eine Übereinstimmung nicht zu erwarten ist.

Geglühtes Aluminium zeigt schließlich nach Abb. 3 und 4 praktisch keine Richtungsabhängigkeit der Festigkeit und Dehnung. Dabei handelt es sich um ein Blech



0,17% Si; 0,40% Fe. 0,37% Si; 0,44% Fe.



0,17% Si; 0,40% Fe. 0,31% Si; 0,43% Fe.

Abb. 12 und 13. „Zipfelbildung" bei gezogenen Hohlkörpern aus Aluminium.

aus handelsüblichem Material[1], in dem auch nach der Röntgenaufnahme die Kristalle praktisch ungeordnet gelagert sind.

In der Praxis macht sich die Anisotropie eines Bleches beim Ziehen eines Hohlkörpers in unebenen Rändern und einer herabgesetzten Tiefziehfähigkeit bemerkbar[2]. Abb. 12 und 13 zeigen dies an einigen Körpern aus Aluminium.

[1] Vgl. Mitt. IV, Z. Phys. 56. S. 485—494 (1929).

[2] Vgl. Mitt. II, ebenda 41, S. 903ff. (1927); K. Kaiser: Z. Metallkunde 19, S. 435—437 (1927); W. Aumann: Maschinenbau 7, S. 105—110 (1928).

Digitized by Google

Während die eine Blechsorte stets diese Zipfelbildung aufwies, ergab die andere Blechsorte glatte Ränder. Röntgenaufnahmen aus dem Boden der Hohlkörper in Abb. 14 und 15 zeigen beim Hohlkörper mit unebenem Rande

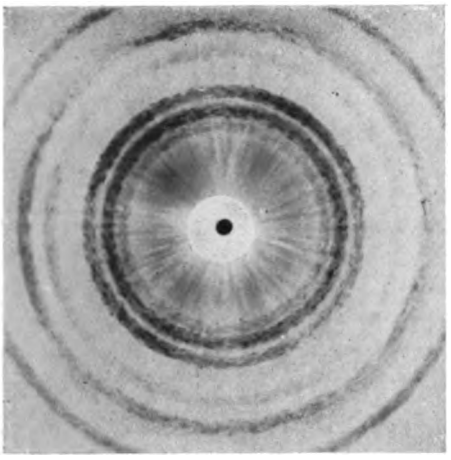


Abb. 14. Anisotropes Blech.

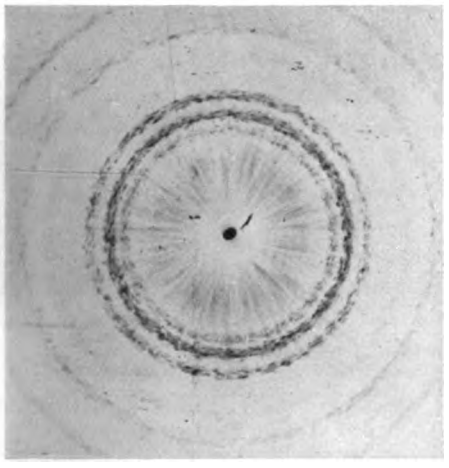


Abb. 15. Quasiisotropes Blech.

Abb. 14 und 15. Röntgenaufnahmen aus den Böden der Hohlkörper in Abb. 12.

eine allerdings weniger ausgeprägte Gleichrichtung, beim anderen Blech ein sehr gleichmäßiges ungeordnetes Gefüge[1]. Obwohl der Orientierungseffekt in Abb. 14 zu schwach ist, um genauer verfolgt zu werden, macht er sich doch beim Ziehen von Hohlkörpern in der Zipfelbildung deutlich bemerkbar. Als Ursache des Unterschiedes im Verhalten beider Blechsorten, die in ganz gleichartiger Weise vorbehandelt waren, wurde nach den Ergebnissen unserer IV. Mitteilung[1] von vornherein ein höherer Reinheitsgrad des Bleches mit Zipfelbildung erwartet. In der Tat ergab die Analyse für dieses Blech 0,17% Si, 0,40% Fe, für das andere dagegen 0,37% Si und 0,44% Fe bzw. 0,31% Si und 0,44% Fe.

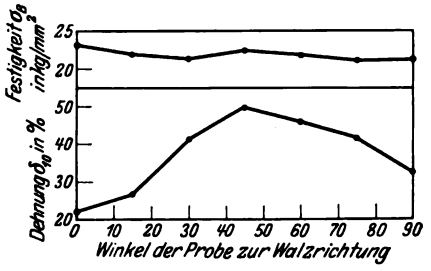


Abb. 16. Festigkeit und Dehnung in verschiedenen Richtungen von Kupferblech, das um 5% herabgewalzt war.

Im Hinblick auf die technische Bedeutung einer bevorzugten Kristallanordnung in geglühten Blechen sei noch darauf hingewiesen, daß eine einmal vorhandene Textur durch Verformung nicht leicht zum Verschwinden gebracht werden kann. Abb. 16 zeigt dies z. B. für ein Kupferblech mit Würfeltextur, das nachträglich um 5% herabgewalzt wurde. Die ursprüngliche Anisotropie des Bleches (Abb. 3 und 4) hat durch das Walzen eine Drehung und Verringerung erfahren.

Für unsere Untersuchungen über Walz- und Rekristallisationstexturen ist uns von verschiedenen Seiten das benötigte Material in entgegenkommender Weise zur Verfügung gestellt worden. Insbesondere sind wir zu Dank verpflichtet den Herren Dr. Nowack, Deutsche Gold- und Silber-Scheideanstalt, Pforzheim, Dr. Röhrig und Dr. Thomas, Erftwerk Grevenbroich, Obering. W. Wunder, Kabelwerk A.E.G., Berlin-Oberschöneweide, ferner den Firmen W. C. Heraeus Hanau, Norddeutsche Affinerie Hamburg, Kupfer- und Drahtwerke Osnabrück und Mond-Nickel-Co. London.

Die Institutsangehörigen Herr Böhme und Herr Möller haben uns bei der Herstellung und Bearbeitung der Präparate unterstützt. Besonderen Dank schulden wir der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für die Förderung unserer Untersuchungen.

[1] Der Boden der gezogenen Hohlkörper wird, wie Abb. 14 und 15 erkennen lassen, wenig verformt. Die stark verformten oberen Ränder der Hohlkörper weisen eine besondere Textur auf, bei der eine [111]-Richtung annähernd in der Mantellinie der Hohlkörper liegt. Eine Untersuchung dieser Textur ist im Gange.

[1] Z. Phys. 56, S. 485—494 (1929).

Zur Frage der Plastizität. Verformung bei tiefen Temperaturen.

Von **M. Polanyi** und **E. Schmid**[1].

§ 1. Noch immer ist es unbekannt, wodurch jenes Versagen fester Körper bedingt ist, das als Zerreißen oder Verformung wahrgenommen wird, wenn das Material über ein gewisses Maß angespannt wird. Solange es hierfür eine physikalische Theorie nicht gibt, wird man sich damit begnügen müssen, die Einzelgesetzmäßigkeiten herauszuschälen, von denen die einstweilen rätselhafte Grunderscheinung beherrscht wird. Hierzu hat es sich zunächst als fruchtbar erwiesen, die Komplikationen auszuscheiden, die von der Wechselwirkung vieler Kristalle im Konglomerat herrühren. Die Untersuchung der Verformung von Metalleinkristallen ergab ein typisches Ver-

[1] Original: Naturw. 17, S. 301 (1929).

Digitized by Google

halten, das durch die Schlagworte Streckgrenze und Schubspannungsgesetz gedeckt wird[1].

Daß es eine Streckgrenze gibt, bedeutet folgendes: bei Anspannung dehnt sich der Kristall zunächst ein wenig unter raschem Anstieg der Spannung bis plötzlich eine Grenze erreicht wird, an der sein Widerstand endgültig überwunden erscheint. Jetzt fließt er los ohne nennenswerten Anstieg, oft sogar unter Abfall der Spannung — die Streckgrenze ist überschritten. Auch äußerlich erscheint die Überwindung der Streckgrenze als ein Zerbrechen des Widerstandes des Kristallinneren: es treten die Gleitlinien auf, welche das Aufbrechen des Kristalls in Gleitpakete erkennen lassen. Das Schubspannungsgesetz erweist die wesentliche Bedeutung der Streckgrenze: es besagt, daß bei variabler Orientierung des Gitters zur Achse des Einkristalldrahtes (und damit zur Zugrichtung) stets die gleiche Schubspannung den Widerstand in einer Gleitfläche zu überwinden vermag.

Der Kernpunkt der Plastizitätsfrage liegt nun in dem äußerst niedrigen Wert dieser kritischen Schubspannung. Diese liegt bei einigen 100 g/mm², wogegen die Größenordnung der Gitterkräfte auf das Tausendfache dieses Wertes zu schätzen ist[2]. Nur kurz sei an den Rahmen dieses mehrfach erörterten Problems[3] erinnert. Das Versagen des Kristalles noch im Bereiche des Hookeschen Gesetzes, also ohne eigentliche Überwindung elastischer Gegenkräfte (bei Überwindung müßte der Schubmodul gegen 0 abfallen); ferner die Verfestigbarkeit des Kristalls um mehr als das Hundertfache; dann die Erholung, durch die die Verfestigung selbsttätig zurückgeht; das abweichende Verhalten amorph-glasiger Körper, die bei rascher Verformung völlig spröde erscheinen. Auch der Zusammenhang zwischen der Plastizitätsfrage und den analogen Schwierigkeiten bei der Erklärung der Reißfestigkeit sei erwähnt, ohne daß wir hierauf weiter eingehen.

§ 2. Die Festigkeitsversuche, die wir bei tiefen Temperaturen, zunächst im flüssigen Wasserstoff (T = 20) begonnen haben, sollen zeigen, wie sich das Bild dieses Problemkreises bei Ausschluß der Wärmebewegung gestaltet. Kann man etwa annehmen, daß die große Kluft, die zwischen den beobachteten Streckgrenzen und den theoretischen klafft, dadurch bedingt ist, daß durch Schwankungen in der Wärmebewegung stellenweise die hohe Spannung selbsttätig auftritt, welche zur Überwindung des theoretischen Widerstandes nötig ist[1]? Wie R. Becker (l. c.) ausführlich gezeigt hat, würden dann die Quadrate der Spannungen, welche gleiche Fließgeschwindigkeit verursachen, eine hauptsächlich exponentielle Funktion der Temperatur sein.

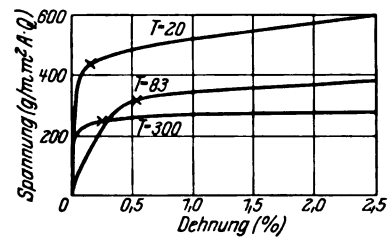


Abb. 1. Anfangsteile der Dehnungskurven eines Zn-Kristalles bei verschiedenen Temperaturen. Als Streckgrenzen wurden die mit × bezeichneten Werte gemäß früheren Erfahrungen (E. Schmid und W. Boas, l.c.) abgelesen.

Die Dehnungskurven von Zink- und Kadmiumkristallen, die bei Raumtemperatur, T = 83 und T = 20 aufgenommen wurden (Abb. 1 und 2) widersprechen durchaus dieser Forderung, indem die Streckgrenzen, die als Stellen gleicher Fließgeschwindigkeit betrachtet werden können[2], sich höchstens wie 1 : 1,8 verhalten (s. Tabelle 1). Für den Zinkkristall hatten Messungen bei der Temperatur der flüssigen Luft den geringen Temperatureinfluß bereits früher erwiesen[3].

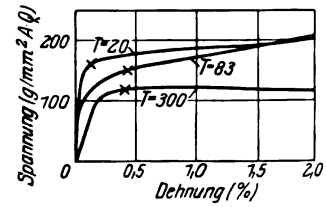


Abb. 2. Anfangsteile der Dehnungskurven eines Cd-Kristalles bei verschiedenen Temperaturen.

Tabelle 1. Streckgrenze von Zn- und Cd-Kristallen bei tiefen Temperaturen

Temperatur	Zn-Kristall	Cd-Kristall
	Schubspannung an der Streckgrenze in g/mm²	
300	109, 114	70[4]
83	140, 122	110, 70
20	188, 166, 183, (153)	75

Aus diesen Ergebnissen können wir somit in Verbindung mit der Beckerschen Theorie den Schluß ziehen, daß nicht die Wärmebewegung für das plastische Versagen des Kristalls an der Streckgrenze verantwortlich ist. Es spricht in der Tat nichts dafür, daß die Schubfestigkeit der Basis von Zink und Kadmium, die bei der Temperaturabnahme von 300° auf 20° nur auf das etwa

[1] E. Schmid: Proc. int. Congr. appl. Mech. Delft 1924, S. 342. Für weitere Literaturangaben siehe W. Boas u. E. Schmid: Z. Phys. 54, S. 16 (1929).

[2] Die Schätzung der theoretischen Schubfestigkeit kann z. B. so erfolgen, daß man annimmt, die angewandte Kraft müsse zwei benachbarte Kristallebenen etwa um die Hälfte der Identitätsperiode in der Translationsrichtung aneinander (elastisch) verschieben, damit das Gitter ohne weitere Anstrengung in eine neue Lage übergeht. Während einer solchen Verschiebung, die von der Größenordnung 45° wäre, müßte der Schubmodul (G) auf 0 abnehmen; seine Größenordnung wäre dabei im Mittel auf die Hälfte des Ausgangswertes zu schätzen und der Höchstwert der Kraft (theoretische Schubfestigkeit) berechnet sich unter Berücksichtigung der Definitionsgleichung für G $\left(G = \frac{\text{Schubspannung}}{\text{Verzerrung im Bogenmaß}}\right)$ zu $\sim 0{,}2\,G$, also in der Größenordnung von 100 kg/mm².

[3] Siehe z. B. B. M. Polanyi: Naturwiss. 16, S. 285, 1043 (1928); A. Smekal, A. Joffé: Naturwiss. 16, S. 743 (1928).

[1] Diese Annahme ist von R. Becker [Physik. Z. 26, S. 919 (1925)] zu einer quantitativen Theorie ausgearbeitet worden, auf die wir uns in der Folge beziehen [vgl. auch R. Becker: Z. techn. Phys. 11, S. 547 (1926)].

[2] Eigentlich handelt es sich hier nicht um ein „Fließen", denn die Spannung ist während des Dehnungsvorganges allein durch die Dehnung vorgeschrieben (s. § 3). Jedoch ist dieses Kriterium nicht so scharf, daß man auf Grund desselben von vornherein die Anwendung der thermischen Auffassung ablehnen könnte.

[3] E. Schmid, l. c. und E. Schmid u. P. Rosbaud: Z. Phys. 32, S. 197 (1925).

[4] Mittelwert aus 5 Einzelbestimmungen.

Digitized by Google

1,8fache steigt, bei noch weiterer Abkühlung jemals den mehr als 1000mal höher gelegenen theoretischen Wert erreicht. Man wird erwarten, daß solche Kristalle auch beim absoluten Nullpunkt plastisch deformierbar sind, und zwar bei ähnlich geringfügigen Spannungen wie bei normaler Temperatur.

§3. Nach Überschreiten der Streckgrenze erfolgt bei den tiefen Temperaturen ein erheblich steilerer Spannungsanstieg als bei gewöhnlicher Temperatur. So findet man z. B. durch Vergleich der Kurven in der Abb. 4, daß eine Dehnung um 40% bei Zimmertemperatur eine Verfestigung von 40% bewirkt, bei 20° abs. dagegen auf das 3,7fache verfestigt. Die Verfestigung und damit die Festigkeit des gereckten Kristalles ist also in viel höherem Maße von der Temperatur abhängig als die an der Schwelle der Plastizierung gelegene Streckgrenze. Die Ursache hierfür erblicken wir in der Erholung, welche bei normaler Temperatur der Verfestigung entgegenwirkt. Sie verhindert, daß die Spannung im Zugversuch hier auch nur

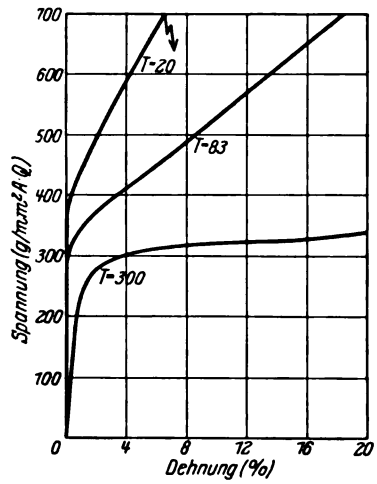


Abb. 3. Dehnungskurven eines Zn-Kristalles bei verschiedenen Temperaturen. Nur bei $T = 20$ ist der Kristall bis zum Zerreißen gedehnt; die beiden anderen Versuche sind vorher willkürlich abgebrochen.

annähernd in dem Maße ansteigt wie bei tiefen Temperaturen, wo ihre Wirkung fehlt. Wenn diese Erklärung zutrifft, so muß die Dehnungskurve bei tiefsten Temperaturen, wo die Erholung wegfällt, temperaturunabhängig werden, eine Forderung, die bei Cd bereits bei Unterschreitung des Gebiets der flüssigen Luft erfüllt zu sein scheint (Abb. 4).

Das Fehlen der Erholung bei den tiefen Temperaturen äußert sich auch sonst in bemerkenswerter Weise. Es bedingt, daß während der Verformung die Spannung nur von dem Ausmaß der Dehnung abhängt ohne Rücksicht auf die Dehnungsgeschwindigkeit: Während bei gewöhnlicher Temperatur bei Unterbrechung der Dehnung der Kristall sich selbsttätig entlastet („fließt"), konnten wir dies bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffes nicht mehr beobachten. Dementsprechend zeigte sich auch bei direkten Versuchen, bei denen die Dehnungsgeschwindigkeit wie 1 : 60 variiert wurde, nur ein geringer Einfluß derselben auf den Spannungsanstieg. Derselbe Kristall zeigte bei gewöhnlicher Temperatur den bekannten[1], sehr ausgeprägten Geschwindigkeitseinfluß (Abb. 5). Der Wegfall der Wärmebewegung als Faktor der Verformung bei tiefsten Temperaturen bringt es also mit sich, daß die Dehnung ohne Fließen vor sich geht.

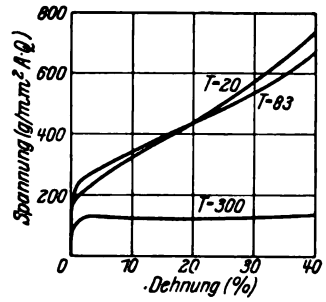


Abb. 4. Dehnungskurven eines Cd-Kristalles bei verschiedenen Temperaturen. Die Versuche sind vor dem Zerreißen des Kristalles willkürlich abgebrochen. Stellungswinkel (χ und λ) der Translationselemente zu Beginn 35,2° und 35,7° und nach 40proz. Dehnung 24,3° und 24,5°. 100 g/mm² Spannungszunahme entsprechen am Beginn der Dehnung einer Schubspannungserhöhung von etwa 47 g/mm², nach der 40proz. Dehnung von etwa 38 g/mm².

Die Verformung bei den tiefsten Temperaturen (athermische Verformung) führt also nach Überschreiten einer Streckgrenze, die kaum höher liegt als bei normaler Temperatur (§ 2), zu einer Dehnungskurve, deren Verlauf von der Geschwindigkeit und der Temperatur unabhängig ist[1].

Mit unserer Vorstellung, daß die Plastizierung an der Streckgrenze stets ein athermischer Verformungsvorgang ist, steht es in Übereinstimmung, daß sich ihr Wert (im Gegensatz zum weiteren Verlauf der Dehnungskurve) auch bei gewöhnlicher Temperatur als kaum geschwindigkeitsabhängig erwiesen hat[2].

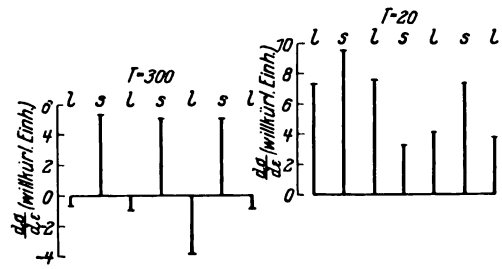


Abb. 5. Spannungsanstieg $\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)$ bei abwechselnd langsam (l) und schnell (s) ausgeführter Dehnung eines Cd-Kristalls bei $T = 300$ und $T = 20$. (Bei $T = 300$ erfolgt in den langsamen Dehnungsabschnitten ein Spannungsabfall.)

§ 4. Typisch verschieden von dem Verhalten unserer Kristalle ist die Verformung glasig-amorpher Körper, deren Plastizität wir auch durchaus im Sinne der bis-

[1] O. Haase u. E. Schmid: Z. Phys. 33, S. 413 (1925).

[1] Die Ergebnisse der Versuche von R. Becker über die Temperaturabhängigkeit der Fließgeschwindigkeit bei konstanter Spannung würden wir demnach als einen Erholungseffekt deuten. Für den stationären Zustand bei konstanter Spannung gilt (σ = Spannung, l = Länge, t = Zeit)

$$\frac{\partial \sigma}{\partial l}\frac{dl}{dt} - \frac{\partial \sigma}{\partial t} = 0.$$

Im Sinne unserer Auffassung ist $l\frac{\partial \sigma}{\partial l}$ das Maß der athermisch verlaufenden Verfestigung. Ihr wirkt die Erholung $\frac{\partial \sigma}{\partial t}$ entgegen, die stark mit der Temperatur zunimmt. Die Fließgeschwindigkeit $\frac{1}{l}\frac{dl}{dt}$ muß demnach in gleichem Maß mit der Temperatur zunehmen wie die Erholung.

[2] E. Schmid: Z. Metallkunde 20, S. 69 (1928).

Digitized by Google

herigen Auffassung als thermisch bedingt ansehen möchten[1]. Folgende wesentlichen Kennzeichen, die hierfür sprechen, seien genannt: Solche Körper (Glas, Pech, Schellack) verformen sich unter verhältnismäßig geringer Belastung, wenn diese lange Zeit wirkt, verhalten sich aber gegen viel größere Beanspruchungen spröde, wenn diese schlagartig auftreten. Das weist darauf hin, daß diese Verformung ein Fließen ist, in dem Sinne, daß zur Erhöhung der Verformungsgeschwindigkeit eine starke Erhöhung der Spannung nötig ist. Auch ein sehr erheblicher Anstieg der Fließgeschwindigkeit mit der Temperatur ist bekannt. Schließlich läßt sich noch aus der sehr hohen Druckfestigkeit von Glas, die im Mittel 100 kg/mm² beträgt, schließen, daß bei solchen Spannungen, die sich bereits der theoretischen Festigkeit nähern, eine Streckgrenze nicht vorhanden ist.

Diese Befunde lassen erwarten, daß amorphe Körper beim absoluten Nullpunkt völlig unplastisch sind und demnach, wenn sie keine Risse haben, die theoretische Festigkeit von der Größenordnung 100—1000 kg/mm² aufweisen. In diese Richtung weisen die Ergebnisse einiger Vorversuche, die wir an Naturseide, Haar und Kunstseide ausgeführt haben[2].

§ 5. Überblick über die drei Arten der Plastizität, die wir hier unterscheiden.

1. Athermische Plastizität. Kommt bei Kristallen vor; Beispiele: Zink- und Kadmiumeinkristalle. Niedrige (bei etwa dem Tausendstel der theoretischen Schubfestigkeit gelegene) Streckgrenze, die im Grenzfall tiefer Temperaturen von Belastungsgeschwindigkeit und Temperatur unabhängig ist. Nach Überschreiten der Streckgrenze zeigt die Dehnungskurve erhebliche (unter geeigneten Bedingungen bis zu mehrere Hundertfacher) Verfestigung. Diese Kurve ist im Grenzfalle tiefer Temperaturen von Temperatur und Verformungsgeschwindigkeit unabhängig (kein „Fließen"). Eine Erklärung für die athermische Plastizität fehlt uns einstweilen[1].

2. Thermische (durch Wärmebehandlung bedingte) Plastizität ist für amorphe Körper kennzeichnend. Diese Art der Verformung ist ein Fließen: zu jeder Spannung gehört eine bestimmte (je nach der Spannung sehr verschiedene) Verformungsgeschwindigkeit. Dieses Fließen ist stark temperaturabhängig und hört beim absoluten Nullpunkt auf. Dort lassen sich amorphe Körper nicht mit Spannungen unterhalb der theoretischen Schubfestigkeit verformen.

3. Athermische Plastizität mit überlagerter (thermischer) Entfestigung. Wenn man das Gebiet tiefster Temperaturen verläßt, so superponiert sich der athermischen Verformung und Verfestigung die thermisch bedingte Entfestigung (Erholung), derzufolge die Verformung verfestigter Kristalle ein Fließen aufweist, das auch temperaturabhängig ist. Diese Art Verformung ist es, die man unter gewöhnlichen Bedingungen auch an vielkristallinen Metallproben beobachtet. (Außer der Erholung kann dabei als überlagerter Entfestigungsvorgang auch die Rekristallisation auftreten.) Man versteht in diesem Zusammenhang, daß, je höher die Temperatur und insbesondere je mehr man sich dem Schmelzpunkt nähert, die Spannung um so stärker mit der Verformungsgeschwindigkeit ansteigt[2].

Herrn Dr. W. Meißner, dem Leiter des Kältelaboratoriums der Phys.-Techn. Reichsanstalt, das uns für diese Untersuchungen einen Arbeitsplatz zur Verfügung gestellt hat, sind wir für äußerst entgegenkommende Förderung sehr verpflichtet.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft danken wir herzlich für die Unterstützung bei der Durchführung unserer Arbeit.

[1] R. Becker (l. c.) führt die Plastizität von amorphen Körpern auf thermischen Platzwechsel der Atome zurück. Diese Auffassung scheint uns von der vom gleichen Verfasser herrührenden Theorie thermischer Schwankungen grundsätzlich nicht verschieden.

[2] Was die Verfestigung anlangt, so wäre eine solche bei homogenen Körpern, die sich rein thermisch verformen, nicht zu erwarten. Tatsächlich fehlt auch bei den bisherigen Beobachtungen an Gläsern eine solche Erscheinung. Doch können erfahrungsgemäß gelartige Körper, wie tierische Haare, Kautschuk, Kunstseide usw., die zum Teil oder ganz amorph beschaffen sind, durch Reckung erheblich verfestigt werden. Diese Körperklasse, die mit ihrer Bauart aus Gerüst- und Grundsubstanz sich bei der Dehnung wie ein Fachwerk verhält, liegt außerhalb des Kreises unserer Betrachtung. Diese läßt lediglich erwarten, daß die Unterschiede, die man hier durch Verfestigung erzielen kann, beim abs. Nullpunkt verschwinden — wofern die Reckung mit einer Verformung der amorphen Phase einhergeht.

[1] Zu der von A. Smekal [Z. techn. Phys. 11, S. 535 (1926)] vorgeschlagenen Erklärung der Plastizität durch Fehlstellen des Kristalls wird eine begründete Stellungsnahme erst möglich sein, wenn diese Theorie in quantitativer Fassung vorliegen wird. Eine neue Anregung zur Erklärung der athermischen Plastizität liefert die Quantenmechanik. Sie läßt es zu, daß ein System über einen Energieberg springt, ohne daß die Kraft, die zu dessen Überwindung notwendig wäre, tatsächlich aufgewendet wird. Erwähnt sei auch, daß die von A. Smekal [Z. Elektrochem. 34, S. 472 (1928)] herrührende Verknüpfung des Festigkeitsproblems mit der merkwürdig geringen Temperaturabhängigkeit des elektrolytischen Leitvermögens fester Körper durch unsere Feststellung des athermischen Charakters der Plastizität von Kristallen nun noch schärfer hervortritt. Sollte die quantenmechanische Erklärung möglich sein, so sollte sie demnach für beide Erscheinungsgruppen zutreffen. Es wird sich jedoch erst zeigen müssen, ob die elektrolytische Leitfähigkeit ebenfalls bis zu tiefsten Temperaturen bestehen bleibt.

[2] s. G. Sachs: Mech. Technologie der Metalle. Leipzig 1925.

Digitized by Google

Bemerkungen zur Kristallplastizität.

Von **W. Boas** und **E. Schmid**[1].

1. Schubspannung und Schiebung. Alle quantitativen Untersuchungen über die Plastizität von Metallkristallen sind mit einer Gesetzmäßigkeit im Einklang, derzufolge der Beginn ausgiebiger Translation an die Erreichung einer bestimmten „kritischen" Schubspannung im Translationssystem gebunden ist[2]. Keine der für den technischen Vielkristall aufgestellten Bruchgefahrhypothesen stimmt mit den Einkristallergebnissen überein. Es soll dagegen gezeigt werden, daß in den bisher untersuchten und einigen weiteren an Metallkristallen beobachtbaren Fällen die Bedingung der konstanten Schubspannung identisch ist mit einer Bedingung konstanter elastischer Schiebung in Translationsebene und -richtung[3].

Die Beziehungen zwischen den elastischen Verzerrungs- und Spannungskomponenten sind für die allgemeine Lage des Koordinatensystems durch die sechs Gleichungen

$$\varepsilon_x = s_{11}\sigma_x + s_{12}\sigma_y + s_{13}\sigma_z + s_{14}\tau_{yz} + s_{15}\tau_{zx} + s_{16}\tau_{xy}$$
$$\vdots$$
$$\gamma_{yz} = s_{41}\sigma_x + s_{42}\sigma_y + s_{43}\sigma_z + s_{44}\tau_{yz} + s_{45}\tau_{zx} + s_{46}\tau_{xy}$$
$$\vdots$$

dargestellt[4]. Die gewöhnlich angegebenen Elastizitätskoeffizienten s_{ik} beziehen sich auf das kristallographische Hauptkoordinatensystem, wobei die z-Achse mit der Hauptachse des Kristalls übereinstimmt.

Für den vorliegenden Fall legen wir nun das Koordinatensystem so, daß die z-Achse senkrecht auf der Translationsfläche steht und die y-Achse mit der Translationsrichtung zusammenfällt. γ_{yz} gibt dann die gesuchte elastische Schiebung im Translationssystem an. Der Weg zu ihrer Berechnung sei kurz angedeutet.

Sind χ bzw. λ die Winkel zwischen Zugrichtung und Translationsfläche bzw. -richtung, so ergeben sich die sechs Spannungskomponenten zu

$$\sigma_x = Z\cdot(\sin^2\lambda - \sin^2\chi) \qquad \tau_{yz} = Z\cdot\sin\chi\cdot\cos\lambda$$
$$\sigma_y = Z\cdot\cos^2\lambda \qquad \tau_{zx} = Z\cdot\sin\chi\cdot\sqrt{\sin^2\lambda - \sin^2\chi}$$
$$\sigma_z = Z\cdot\sin^2\chi \qquad \tau_{xy} = Z\cdot\cos\lambda\cdot\sqrt{\sin^2\lambda - \sin^2\chi}$$

worin Z die angelegte Zugspannung bedeutet. Die Transformation der Elastizitätskoeffizienten vom kristallographischen Hauptkoordinatensystem (s_{ik}) auf das neue Achsenkreuz (s'_{ik}) erfolgt nach den bekannten Transformationsformeln[5].

Führt man diese Rechnungen für die in Tabelle 1 enthaltenen Kristallklassen und Translationssysteme, die sich im wesentlichen auf die Verhältnisse an Metallkristallen beziehen, durch, so ergibt sich, daß von den sechs Elastizitätskoeffizienten fünf verschwinden und nur s'_{44} (Spalte 4 der Tabelle) von Null verschieden bleibt. Das bedeutet, daß in allen diesen Fällen die Schiebung (γ_{yz}) im Translationssystem proportional der Schubspannung (τ_{yz}) im Translationssystem ist. Konstanz der Schubspannung und Konstanz der Schiebung sind hier also identische Aussagen.

Tabelle 1.
Schubkoeffizient s'_{44} im Translationssystem.

Gitterart	Kristallklasse höchster Symmetrie	Translationselemente T	Translationselemente t	s'_{44}	Kristallklasse bez. auf Translationssystem
Kub. flächenz.	O_h	(111)	[10$\bar{1}$]	$\frac{4}{3}(s_{11}-s_{12})+\frac{1}{3}s_{44}$	D_{3d}
NaCl-Typ	O_h	(101)	[10$\bar{1}$]	$2(s_{11}-s_{12})$	V_h
Hexagon., dichteste Kugelpackung	D_{6h}	(0001)	[11$\bar{2}$0]	s_{44}	D_{6h}
Tetragonal (Sn)	D_{4h}	(100)	[001]	s_{44}	V_h
		(110)	[001]	s_{44}	V_h
Rhomboedrisch	D_{3d}	(111)	[10$\bar{1}$]	s_{44}	D_{3d}

Diesen Tatbestand kann man auch direkt, ohne die umständliche Transformation der Koeffizienten durchführen zu müssen, erkennen, indem man die Kristallklasse bezogen auf das Translationssystem (also auf die oben neu eingeführten Achsen), ermittelt. (Spalte 5 der Tab. 1.) Den für diese Kristallklassen gültigen tabellarischen Zusammenstellungen der Elastizitätskoeffizienten kann man dann unmittelbar entnehmen, daß von den zur Berechnung von γ_{yz} nötigen Koeffizienten s'_{4k} sämtliche mit Ausnahme von s'_{44} verschwinden. Für die numerische Berechnung des Proportionalitätsfaktors s'_{44} zwischen Schiebung und Schubspannung ist allerdings die Durchführung der Koordinatentransformation unerläßlich.

Beispiele, in denen die Größe der Schiebung nicht nur von der Schubspannung im Translationssystem abhängt, sind die an kubisch-raumzentrierten und an Zinn- und Tellurkristallen beobachteten Translationen mit

$T = (101);\quad t = [111]$ } für kubisch-raumzentrierte
$T = (112);\quad t = [111]$ } Kristalle
$T = (100);\quad t = [011]$ } für Sn und
$T = (101);\quad t = [111]$ }
$T = (10\bar{1}0);\quad t = [11\bar{2}0]$ für Te.

Von einer Untersuchung der Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze in solchen Fällen kann demnach eine Entscheidung zwischen den beiden vorläufig gleichberechtigten Annahmen (τ_{yz} = konst. bzw. γ_{yz} = konst.) erwartet werden.

Die aus den bereits bekannten Schubspannungen berechneten elastischen Schiebungen an der Streckgrenze

---

[1] Original: Z. Phys. 56, S. 516 (1929).

[2] E. Schmid: Proc. Int. Congr. Appl. Mech. Delft S. 342 (1924); weitere Literatur siehe W. Boas u. E. Schmid: Z. Phys. 54, S. 16 (1929).

[3] Diese Möglichkeit ist schon vor längerer Zeit von Herrn A. Smekal gesprächsweise hervorgehoben worden.

[4] Vgl. z. B. Handb. d. Phys. VI, Art. J. W. Geckeler, S. 404.

[5] Vgl. W. Voigt: Lehrbuch der Kristallphysik, S. 589 (Leipzig, Teubner, 1910) und J. W. Geckeler: l. c.

Digitized by Google

sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Diese überaus kleinen Werte zeigen erneut aufs deutlichste, daß mit dem Beginn ausgiebiger Deformation keineswegs die Gitterkräfte überwunden sind[1].

Tabelle 2.
Kritische Schubspannung und elastische Schiebung an der Streckgrenze von Metallkristallen.

Metall	Kristallklasse	Kritische Schubspannung kg/mm²	Schubmodul kg/mm²	Schiebung
Cd	D_{6h}	0,058	1730	$3{,}35 \cdot 10^{-5}$
Zn	D_{6h}	0,094[2]	4080	2,30
Bi	D_{3d}	0,221	970	22,8
α-Messing	O_h	1,44	2440	58,6
Al (5% Cu) veredelt	O_h	9,30	2450	379

2. Quadratische Fließbedingung. R. v. Mises hat vor einiger Zeit die allgemeinste für den anisotropen Körper gültige quadratische Fließbedingung aufgestellt[3]. Der von ihm durchgeführte Vergleich mit den quantitativen Messungen an Zink- und Wismutkristallen[4] ließ es zunächst als unentschieden erscheinen, ob das Schubspannungsgesetz oder der rein formale, quadratische Spannungsansatz besser mit den Beobachtungen übereinstimmt. Vor allem neuere Versuchsergebnisse scheinen uns aber doch eine Überlegenheit des Schubspannungsgesetzes darzutun.

a) Für die den Eintritt des Fließens im Zugversuch bedingenden Spannungen σ_1, σ_2, σ_3 in den drei Richtungen [100], [110] und [111] eines kubischen Kristalls gilt nach der quadratischen Fließbedingung:

$$4 \cdot \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^2 - 3 \cdot \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_3}\right)^2 = 1.$$

Das Schubspannungsgesetz gibt für diesen Ausdruck für die Translationselemente:

$T = (111)$; $t = [101]$
(101); [111]
(112); [111]
banal; [111]

den Wert 2,7[5].

Eine Kontrolle dieses sehr empfindlichen Kriteriums ist an Hand der Beobachtungen von M. Masima und G. Sachs an Messingkristallen (bei denen das erste der angegebenen Translationssysteme wirksam ist) möglich[6]. Für die Kristalle 3, 5 und D, deren Längsrichtungen gut mit Würfelkante, Flächen- und Raumdiagonale zusammenfallen, werden als Streckgrenzen die Werte $\sigma_1 = 3{,}4°$, $\sigma_2 = 3{,}1°$ und $\sigma_3 = 4{,}9°$ kg/mm² angegeben. Der obige Ausdruck ergibt sich sonach zu 3,1.

b) Aus dem für den einachsigen Spannungszustand bei kubischen Kristallen nach der quadratischen Fließbedingung gültigen Ausdruck für die zulässige Zugspannung (σ)

$$\sigma = \frac{K}{\sqrt{2 + (k-6)(\cos^2\alpha\cos^2\beta + \cos^2\beta\cos^2\gamma + \cos^2\gamma\cos^2\alpha)}}$$

(K und k Konstante; α, β, γ Winkel zwischen Stabachse und Würfelkanten) ergeben sich ferner die in Tabelle 3a zusammengestellten Richtungen extremer Formfestigkeit. Tabelle 3b gibt die Richtungen an, die sich nach dem Schubspannungsgesetz (für die verschiedenen beobachteten Translationssysteme) ergeben. Der auf Grund der Messungen von G. Sachs und seinen Mitarbeitern[1] an Kristallen von α-Messing und einer veredelten Kupfer-Aluminiumlegierung mögliche Vergleich mit den Beobachtungen, der zunächst allerdings auf das zweite in der Tabelle 3b genannte Translationssystem beschränkt ist, zeigt, daß in der Tat das Minimum der Streckgrenze nicht in der Würfelkante, sondern in der Nähe der nach dem Schubspannungsgesetz zu erwartenden Orientierung liegt[2].

Tabelle 3. Richtungen extremer Streckgrenzen von kubischen Kristallen.

a) Nach der quadratischen Fließbedingung.

k	Maximum	Minimum
0[3]	[111][4]	[100]
< 6	[111]	[100]
6	Streckgrenze konstant	
> 6	[100]	[111]

b) Nach dem Schubspannungsgesetz.

Translationselemente T	Translationselemente t	Maximum	Minimum
(101)	[101]	[111][4]	[100]
(111)	[101]	[111]	α β γ
(101)	[111]	[111]	24° 46′ 65° 52′ 84° 44′[5]
(112)	[111]	[111]	9° 44′ 83° 7′
			80° 16′ 45° 49′[6]

[1] Für Steinsalzkristalle fand W. Voigt [Ann. d. Physik 60, S. 638 (1919)], daß im Stauchversuch der Beginn plastischer Deformation bereits bei Schiebungen kleiner als $1{,}1 \cdot 10^{-4}$ liegt. Nach den Versuchen von W. Obreimow und L. W. Schubnikoff [Z. Phys. 41, S. 907 (1927)], die auf optischem Wege das Auftreten von Translationsstreifen an getemperten Kristallen verfolgten, trat die erste Deformation schon bei Schiebungen von etwa $2{,}1 \cdot 10^{-5}$ auf.

[2] Ob sich die bei Zn- und Bi-Kristallen beobachtete geringe Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung evtl. mit Hilfe einer konstanten kritischen Schiebung auf Grund der Temperaturabhängigkeit der elastischen Konstanten ergibt, kann zur Zeit mangels Angaben über deren Temperaturabhängigkeit noch nicht entschieden werden.

[3] R. v. Mises: Z. angew. Math. u. Mech. 8, S. 161 (1928).

[4] P. Rosbaud u. E. Schmid: Z. Phys. 32, S. 197 (1925); M. Georgieff u. E. Schmid: ebenda 36, S. 759 (1926).

[5] E. Schmid: Metallwirtsch. 7, S. 1011 (1928).

[6] M. Masima u. G. Sachs: Z. Phys. 50, S. 161 (1928).

[1] M. Masima u. G. Sachs: l. c.; R. Karnop u. G. Sachs: Z. Phys. 49, S. 480 (1928).

[2] Es sei noch erwähnt, daß im Gegensatz zur quadratischen Fließbedingung nach dem Schubspannungsgesetz bei den zwei letzten in der Tab. 3b angeführten Translationssystemen zwischen [100] und [101] bzw. [111] noch relative Maxima im Fließgefahrkörper auftreten (vgl. E. Schmid: Metallwirtschaft l. c.). Hierfür fehlt allerdings bisher Beobachtungsmaterial.

[3] Negative k-Werte ergeben in gewissen Orientierungsbereichen imaginäre Zugspannungen.

[4] σ wird hier unendlich. Als Beispiel vgl. die von E. Schmid und O. Vaupel erörterte Translation des Steinsalzkristalles [Z. Phys. 56, S. 308 (1929)].

[5] Der für die [100]-Richtung gültige Wert übertrifft das Minimum um 22,5%.

[6] Der für die Würfelkante gültige Wert liegt hier um 6,0% über dem Minimum.

Digitized by Google

c) Bei den hexagonalen Kristallen ist eine Entscheidung zwischen den beiden Fließbedingungen dadurch erschwert, daß dem einkonstantigen Schubspannungsgesetz nach der quadratischen Fließbedingung eine dreikonstantige Formel gegenübersteht, mit deren Hilfe es gleichfalls möglich ist, die beobachtete Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze gut wiederzugeben.

Erwähnen möchten wir jedoch, daß der der quadratischen Fließbedingung folgende stetige Verlauf der Streckgrenze durch die Erfahrung nicht bestätigt wird. Bei den Grenzorientierungen (senkrecht und parallel zur hexagonalen Achse) treten, wie insbesondere neuere Versuche an Kadmiumkristallen zeigen[1], unstetig andere Deformationsmechanismen auf (wie dies auch schon von v. Mises angedeutet wurde). Bei Beanspruchung senkrecht zur hexagonalen Achse wird die Basistranslation durch mechanische Zwillingsbildung, bei Beanspruchung parallel zu ihr durch Translation nach Pyramidenflächen abgelöst[2].

Zu den im vorstehenden auf Grund des Vergleichs mit Beobachtungen aufgezählten Gründen, die eine Bevorzugung des Schubspannungsgesetzes gerechtfertigt erscheinen lassen, sei noch hinzugefügt, daß sich die Schubspannung im wirkenden Translationssystem als die wesentliche Größe zu einer einfachen, von der Orientierung des Kristalls unabhängigen Beschreibung des Kraftbedarfs (Verfestigung) auch im weiteren Verlauf der plastischen Dehnung erwiesen hat.

3. Zerreißfestigkeit und Normaldilatation. In analoger Weise wie in Kap. 1 kann man versuchen, das für das Zerreißen von Kristallen nach ebenen Flächen gültige Gesetz der Konstanz der Normalspannung[3] auf die Reißfläche in Beziehung zu setzen zu der im Augenblick des Zerreißens erreichten elastischen Normaldilatation. Während sich für die Streckgrenze aus den vorhandenen Messungen eine bündige Entscheidung zwischen einem Schubspannungs- und Schiebungsgesetz nicht fällen ließ, zeigt sich hier, daß das Experiment eindeutig zugunsten des Normalspannungsgesetzes entscheidet. In Abb. 1 sind die unter den beiden Annahmen (Konstanz von σ_z bzw. von ε_z) berechneten Orientierungsabhängigkeiten der Zerreißfestigkeit kubischer, nach der Würfelfläche spaltender Kristalle dargestellt. Die dem Dilatationsgesetz folgende sehr starke Orientierungsabhängigkeit (die Festigkeit in [111] beträgt das 5,3fache der für [100] gültigen), steht mit den Messungen am Steinsalz in starkem Widerspruch. Die Beobachtungen sind hingegen gut durch das Normalspannungsgesetz darstellbar.

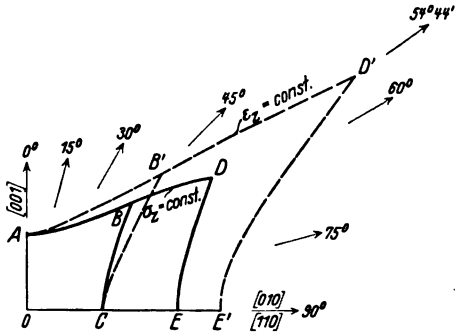


Abb. 1. Festigkeitskörper regulärer Kristalle mit (100) als Reißfläche (Steinsalz).

—— Normalspannung konstant: $\sigma = \frac{\sigma_z}{\sin^2 \alpha}$

– – – Normaldilatation konstant: $\sigma = \frac{\varepsilon_z}{s_{12} \cdot \sin^2 \alpha + s_{33} \cdot \cos^2 \alpha}$

(α = Winkel zwischen Zugrichtung und nächstliegender Würfelkante)

$A\ B\ C$ / $A\ B'\ C$ } Schnitt mit einer Würfelfläche

$A\ B\ D\ E$ / $A\ B'\ D'\ E'$ } Schnitt mit einer Dodekaederfläche

Noch erheblich schärfer tritt die Ungültigkeit eines Normaldilatationsgesetzes an Hand der Zerreißversuche von Zn-Kristallen bei — 185° C in Erscheinung[1]. In Abb. 2 ist den beobachteten Festigkeiten ihr theoretischer Verlauf gegenübergestellt, wie er sich auf Grund der beiden in Frage stehenden Grenzbedingungen ergibt.

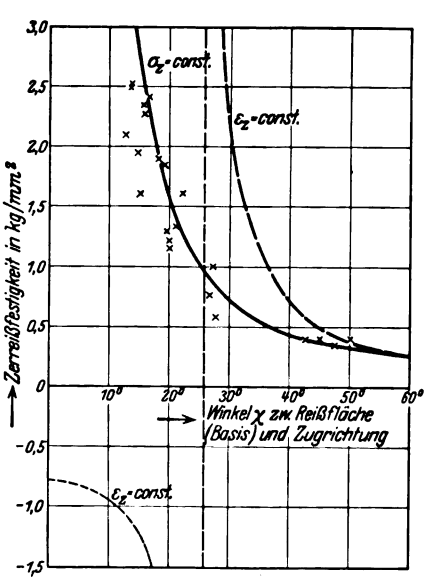


Abb. 2. Orientierungsabhängigkeit der Zerreißfestigkeit von Zinkkristallen (—185° C)

– – Normalspannung konstant: $\sigma = \frac{\sigma_z}{\sin^2 \chi}$

– – – Normaldilatation konstant: $\sigma = \frac{\varepsilon_z}{s_{13} \cos^2 \chi + s_{33} \sin^2 \chi}$.

Die Berechnung zufolge konstanter Normaldilatation mußte allerdings auf Grund der für Zimmertemperatur gültigen elastischen Konstanten durchgeführt werden[2].

---

[1] W. Boas u. E. Schmid: l. c.

[2] Die Bedeutung der Lage der Translationsrichtung [1010] in der Basis für die Streckgrenze war in den Zinkversuchen nicht zutage getreten. Die im Höchstfall 13,4% betragende Korrektur der Schubspannung war durch die Größe der Streuung der Versuche (an mehreren Stücken desselben Kristalls) völlig überdeckt worden. Die neuen Cadmiumversuche scheinen indessen doch auch aus den Streckgrenzenwerten zahlenmäßig die Bedeutung der Translationsrichtung darzutun. Die Summe der Fehlerquadrate steigt bei Annahme einer banalen Translationsrichtung in der Basis um 15,9%, 4,9% und 13,3% in den drei zu verschiedenen Kristallisationsgeschwindigkeiten gehörigen Gruppen.

[3] L. Sohnke: Pogg. Ann. 137, S. 177 (1869); für weitere Literatur siehe W. Boas u. E. Schmid: l. c.; ferner E. Schmid u. O. Vaupel: l. c.

[1] E. Schmid: Delfter Vortrag, l. c.

[2] Diesem Umstand dürfte jedoch kein entscheidendes Gewicht zufallen, da ihr Temperaturkoeffizient, wie uns Herr E. Goens freundlichst mitteilte, von der Größenordnung 10^{-4} ist.

Digitized by Google

Für Querlage der Basisreißfläche ist Übereinstimmung beider Aussagen vorausgesetzt. Auch hier ist das Gesetz konstanter Normaldilatation mit einer erheblich stärkeren Orientierungsabhängigkeit der Zerreißfestigkeit verbunden. Für einen Stellungswinkel der Reißfläche von $24° 56'\left(\operatorname{tg}\chi = \sqrt{-\frac{s_{13}}{s_{33}}}\right)$ ergibt sich eine unendlich große Zerreißfestigkeit (Dilatation zufolge der Längsdehnung und Kontraktion zufolge der Querkontraktion des Stäbchens werden hier einander gleich), für noch schrägere Lage der Reißfläche wird Normaldilatation nur durch Druckbeanspruchung möglich. Die unter Annahme der Konstanz der Normalspannung berechnete Kurve ist mit den Beobachtungen in guter Übereinstimmung. In ähnlicher Weise bilden auch die Zerreißversuche an Wismutkristallen eine Bestätigung des Normalspannungsgesetzes.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, die die Durchführung dieser Untersuchung ermöglichte, sind wir zu besonderem Danke verpflichtet.

Zugversuche an Kristallen aus Kupfer und α-Messing.

Von Frhrn. v. Göler und G. Sachs[1].

Die Verformungsvorgänge beim Zugversuch an Kristallen reiner Metalle des kubisch-flächenzentrierten Kristallsystems sind durch eine Reihe eingehender Untersuchungen in den wichtigsten Punkten erkannt worden. Die geometrischen und mechanischen Erscheinungen beim Zugversuch an Aluminiumkristallen konnten mit gewisser Vollständigkeit geklärt und rechnerisch erfaßt werden[2]. Bei den anderen reinen Metallen, Kupfer, Silber und Gold[3], sind wesentliche Unterschiede gegen Aluminium bisher nicht gefunden worden.

Bei den gleichkristallisierenden Mischkristallen konnten dagegen — wenigstens bei Kupferlegierungen — erhebliche Abweichungen festgestellt werden. Besonders gilt das für hochzinkhaltige Kristalle von α-Messing[4]. Zwar treten die gleichen kristallographischen Gleitsysteme auf wie bei den reinen Metallen; der Kraftverlauf zeigt jedoch solche Unterschiede gegenüber Aluminium, daß sich die Frage nach dem stetigen Übergang von reinem Kupfer zu den α-Messingen aufdrängte. Die Verhältnisse liegen hier wesentlich verwickelter als bei den bisher eingehender untersuchten Mischkristallreihen (Zink mit bis zu 1% Kadmium[5], und Aluminium mit Zink bis zu 15%[6]), bei denen sich der wachsende Zusatz des zweiten Bestandteils hauptsächlich nur in einer anfänglichen Erhöhung des Gleitwiderstandes auswirkt.

Mehr noch als die Bestimmung der Streckgrenzen und der Verfestigungskurven interessierten im vorliegenden Falle die Verhältnisse bei der Ablösung des anfänglich wirksamen Gleitsystems durch ein zweites. Aluminium- und Messingkristalle unterscheiden sich nämlich hauptsächlich darin, daß bei Messingkristallen das wirksame Gleitsystem sich weniger verfestigt als die anderen. Dieser Verfestigungsunterschied ist daran zu erkennen, daß die mit der Dehnung verbundene Orientierungsänderung erheblich über diejenige Lage hinausgeht, bei der zwei Gleitsysteme symmetrisch zur Kraftrichtung liegen.

Bei gleich starker Verfestigung beider Systeme, wie sie bei Aluminium und Kupfer im allgemeinen vorliegt, müssen sich von Erreichung der Symmetrielage ab beide Systeme in gleichem Maße an der weiteren Gleitung beteiligen. Die Orientierungsänderung geht damit sprunghaft in eine andere, zu beiden Gleitsystemen symmetrische Richtung über. Diesen Vorgang kann man sich am einfachsten als eine Zickzackbewegung mit sehr kleinen Wegen abwechselnd auf beiden Gleitsystemen vorstellen. Die verschieden große Verfestigung der beiden Gleitsysteme bei Messing führt dagegen dazu, daß das zweite Gleitsystem verspätet einsetzt und erst von da an seinerseits den Hauptanteil der Verformung trägt. Der weitere Verlauf des Vorgangs scheint einer Zickzackbewegung mit größeren Schritten zu entsprechen.

In der vorliegenden Untersuchung wurden an einer Reihe ausgewählter Kristalle von Kupfer und α-Messingen mit verschiedenem Zinkgehalt (vgl. Tabelle 1) Zugversuche ausgeführt. Gleichzeitig wurde die Orientierung der Kristalle röntgenographisch mit einer über die bisherigen Untersuchungen hinausgehenden Genauigkeit verfolgt.

Sämtliche Kristalle weisen eine verhältnismäßig scharfe Streckgrenze auf. Der von der Orientierung unabhängige Wert der Schubspannung an der Streckgrenze (Abb. 18) steigt hierbei von etwa 0,4 kg/mm² bei Kupfer mit zunehmendem Zinkgehalt zunächst schnell, dann langsam bis auf 1,4 kg/mm² bei den Kristallen mit 72% Cu (Ms 72). Der Verlauf der Verfestigungskurven ändert sich allmählich von Kupfer zu Messing (Abb. 21). Dabei fällt besonders auf, daß ein der Streckgrenze folgendes Gebiet geringer oder fehlender Verfestigung mit zunehmendem Zinkgehalt immer länger wird. Bei Kupfer biegt die Verfestigungskurve sehr bald, bei Messing mit 72% Cu erst bei etwa 20% Abgleitung aufwärts. In ganz ähnlicher Abhängigkeit vom Zinkgehalt wächst auch die Schwächung des von Anfang an wirksamen Gleitsystems gegenüber den anderen. Der maximale Unterschied (in der Verfestigung des wirksamen und der übrigen Gleitsysteme) liegt bei Kupfer innerhalb der Fehlergrenze

---

[1] Original. Z. Phys. 55, S. 581—620 (1929).

[2] G. J. Taylor u. C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. London (A) 102, S. 643—667 (1923); (A) 108, S. 28—51 (1925); Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Z. Phys. 41, S. 103—115 (1927); Z. techn. Phys. 8, S. 586—595 (1927); R. Karnop u. G. Sachs Z. Phys. 41, S. 116—139 (1927); J. Weerts: Diss. Techn. Hochsch., Berlin 1929.

[3] C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. London (A) 112, S. 289 bis 296 (1926).

[4] C. F. Elam: ebenda (A) 115, S. 148—166 (1927); M. Masima u. G. Sachs: Z. Phys. 50, S. 161—186 (1928); 51, S. 321 bis 327 (1928).

[5] P. Rosbaud u. E. Schmid: Z. Phys. 32, S. 197—225 (1925).

[6] C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. London (A) 109, S. 143—149 (1925); (A) 115, S. 133—147 (1927).

Digitized by Google

(3%). Mit zunehmendem Zinkgehalt wächst er bis auf etwa 20% bei Ms 72. Jedoch setzt Gleitung auf dem zweiten System bereits bei Überschreitung der Symmetrielage ein, und zwar mit einem Anteil, der vom Zinkgehalt unabhängig zu sein scheint. Zur Gleitung auf dem ersten System tritt also bei Messingkristallen nach Überschreitung der Symmetralen eine nur wenig zunehmende Beteiligung des zweiten Systems, bis dieses die Hauptrolle übernimmt. Bei weiterer Dehnung strebt die Orientierung allmählich einer symmetrischen Lage zu.

Die Übergänge von den Gebieten vorwiegend erster Gleitung zu denen vorwiegend zweiter und umgekehrt sind bei Ms 72 ziemlich schroff und äußern sich in den Kraft- und Spannungskurven durch scharfe Knicke. Mit abnehmendem Zinkgehalt werden die Übergänge in den Orientierungsänderungen und den Kraftkurven immer mehr verwischt; es liegt also eine allmähliche Veränderung von der „doppelten" Gleitung bei Kupfer zu der „abwechselnden" bei hochzinkhaltigem Messing vor.

Kristallherstellung. Die Kristalle wurden wie früher[4] durch Heruntersenken eines mit der Schmelze gefüllten Kohlerohres durch einen Ofen in Form 10 mm dicker und etwa 20 cm langer Stäbe gewonnen. Die Ausbeute an guten Kristallen war verhältnismäßig gering, d. h. nur jeder zweite oder dritte Stab bestand auf mehr als 5 cm Länge aus einem den ganzen Querschnitt einnehmenden Kristall. Auch von den Kristallen, die nach dem Ätzen brauchbar erschienen, mußte im Laufe der Untersuchung ein erheblicher Bruchteil ausgeschaltet werden. Ausgeschieden wurden zunächst einige Kristalle, die anscheinend einen auf Störungen hinweisenden abweichenden Kurvenverlauf zeigten. Einige davon wiesen eine verhältnismäßig wenig ausgesprochene Streckgrenze auf, die gleichzeitig gegenüber den anderen Kristallen gleicher Zusammensetzung auffallend hoch war. Andere wieder dehnten sehr ungleichmäßig oder ergaben schlechte Röntgenreflexe und dabei ebenfalls ausfallende Kurven. Für die Röntgenuntersuchung konnten nur solche Kristalle verwendet werden, bei denen die Baufehler nicht so groß waren, daß sie die Orientierungsbestimmungen beeinträchtigten. In Tabelle 1 ist die Zusammensetzung und Anfangsorientierung der untersuchten Kristalle zusammengestellt.

Durchführung der Zugversuche und der Orientierungsbestimmungen. Die Versuche wurden in folgender Weise durchgeführt: Die Kristalle wurden auf einer Zerreißmaschine[1] um kleine Beträge gedehnt. Bis etwa 1% Dehnung wurde diese mit Hilfe eines Spiegelapparates bestimmt. Bei größeren Verformungen wurden, meist an zwei Stellen, der größte und kleinste Stabdurchmesser gemessen.

Tabelle 1. Orientierung, Zusammensetzung und Streckgrenze der untersuchten Kristalle.

Bezeichnung des Kristalls		Winkel zu den Würfelkanten			Chemische Zusammensetzung[1]		Streckgrenze		Bemerkungen
					Cu	Zu	s_s	r_s	
		α_1	α_2	α_3	Gew.-%		kg/mm²		
Cu:	*A*	$15{,}_5$	$78{,}_5$	80[2]	99,97	—	0,84	0,38	
	B	8	$83{,}_5$	$85{,}_5$[2]	99,94	—	1,1 ?	0,49 ?	
	C	13	80	82[2]	99,95	—	0,92	0,43	Röntgenographisch
	Z	$43{,}_5$	$46{,}_5$	$88{,}_5$	99,95	—	0,88	0,37	untersucht
Ms 97:	1	47	54	$64{,}_5$[2]	97,36	2,64	1,61	0,61	„
	4	19	71	89	97,09	2,97	1,31	0,64	„
Ms 92:	17	$6{,}_5$	30	59[3]	91,81	8,25	2,36	1,16	
	19	$16{,}_5$	75	83[2]	92,56	7,43	2,48	1,19	„
Ms 85:	*C*	42	$57{,}_5$	65[2]	83,86	16,16	2,97	1,26	„
	D	21	70	84[2]	84,64	15,40	2,46	1,21	„
	12	$4{,}_5$	15	$74{,}_5$[3]	87,39	12,68	2,68	1,30	
Ms 72:	*Y*	$37{,}_5$	59	$71{,}_5$	71,35	28,68	3,10	1,41	„
	U	$12{,}_5$	$76{,}_5$	89	74,93	25,10	2,86	1,36	„
	R	47	69	50	74,15	25,89	3,30	1,35	Alterungsversuch

Die Orientierungsänderungen der meisten Kristalle wurden in geeigneten Stufen röntgenographisch ermittelt. Die Untersuchung der Verhältnisse bei der Ablösung des ersten Gleitsystems erschien nur dann aussichtsreich, wenn die damit zusammenhängende Orientierungsänderung in kleinen Stufen verfolgt werden konnte. Die notwendige Genauigkeit war mit 0,5° höher als bei den bisherigen Kristalluntersuchungen.

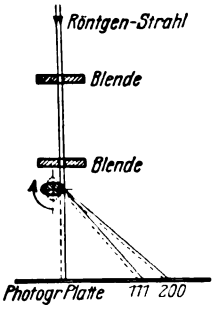


Abb. 1. Orientierungsbestimmung bei Messingkristallen.

Dies wurde dadurch erreicht, daß der Kristall in einer geeigneten Fassung ausgerichtet und um seine Achse so gedreht wurde, daß ein paralleler monochromatischer Röntgenstrahl die Oberfläche streifte[2]. Die 111- und

[1] Eisengehalt der Kristalle 0,01—0,05%.

[2] Aus Drehaufnahmen gedehnter Stäbe extrapoliert.

[3] Laueaufnahmen.

[4] G. Sachs u. H. Shoji: Z. Phys. 45, S. 776—796; (1927); Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Die Naturwissensch. 16, S. 412 bis 416 (1928).

[1] Benutzt wurde eine Zerreißmaschine für 3000 kg Höchstlast der A. Spiess G. m. b. H., Siegen.

[2] Für sämtliche Aufnahmen wurde eine Haddingröhre mit Kupferantikathode benutzt (Wellenlänge der Kupferstrahlung λK_α Cu = 1,54 A), die ohne Gleichrichtung an einem Hochspannungstransformator der Firma R. Seifert & Co., Hamburg Nr. 13, betrieben wurde. Die Aufnahmebedingungen waren 25—30 kV, 8—10 mA, 10—12 Stunden.

Digitized by Google

200-Reflexe wurden auf einer einseitig dahinter stehenden Platte aufgefangen (vgl. Abb. 1). Auf die Wiedergabe der sämtlichen (etwa 80) Aufnahmen muß verzichtet werden. Abb. 2—10 zeigen einige Bilder der beiden Kristalle Cu : *C* und Ms 72 : *U* in verschiedenen Stadien der Dehnung. Jede Kristallfläche ergibt während der Drehung einen oberen und einen symmetrisch gelegenen unteren Reflex. Mit dem Winkelmesser wurde auf der Platte der Winkel 2 δ: Mitte des oberen Reflexes — Auftreffpunkt des unabgelenkten Primärstrahls — Mitte des zugehörigen unteren Reflexes — gemessen; daraus ergab sich der Winkel ψ zwischen der Normalen der fraglichen Kristallfläche und der Stabachse nach der Formel[1]:

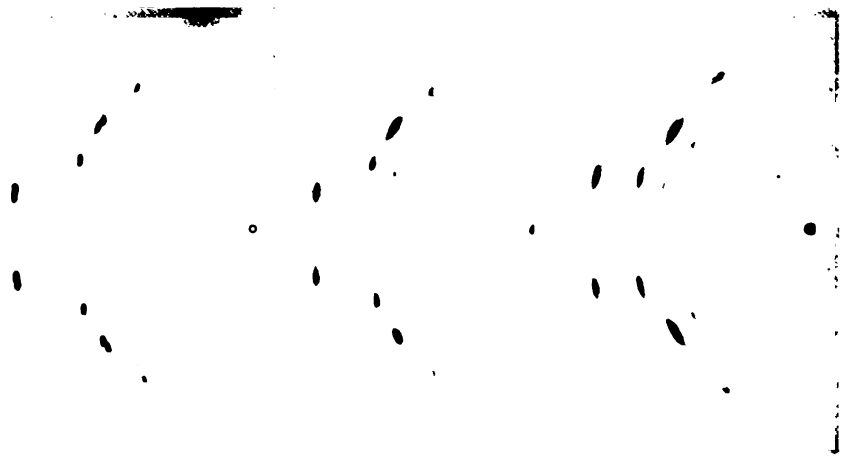
$$\cos\psi = \cos\vartheta \sin\delta. \qquad (1)$$

Dabei ist ϑ der Braggsche Reflexionswinkel der betreffenden Netzebenenschar, der sich aus den Gitterkonstanten[2] und der Wellenlänge der benutzten Kupferstrahlung zu 21,1° für den 111-Reflex, bzw. zu 25,3° für den 200-Reflex von Kupfer und zu 20,7°, bzw. 24,8° für Ms 72 ergab.

Die so berechneten Winkel ψ sind für alle Aufnahmen in Tabelle 2 zusammengestellt. Sie wurden zur Konstruktion von Fehlervielecken benutzt[3], von denen die zu den Aufnahmen Abb. 2—10 gehörigen in Abb. 11 wiedergegeben sind.

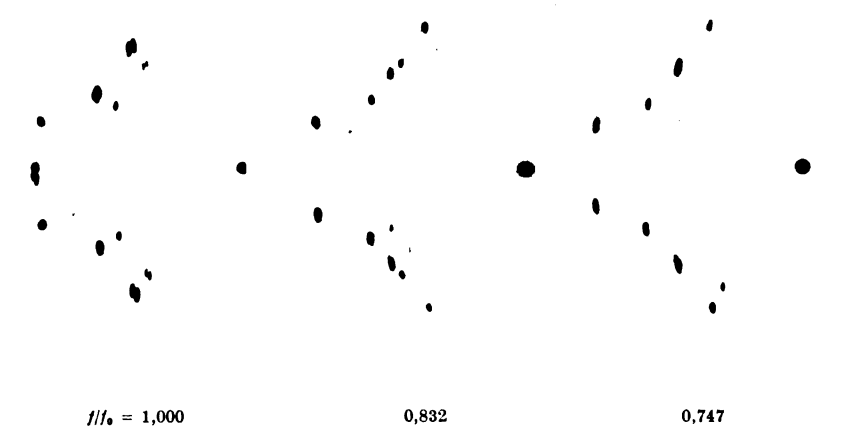
Um eine Platte auszuwerten und die Orientierung einzutragen, benötigt man etwa 10—15 Minuten. Das Verfahren ist also einfacher und weniger zeitraubend, dabei aber wesentlich genauer als die Auswertung von Laueaufnahmen. Ein Nachteil dieses Verfahrens liegt allerdings darin, daß aus einer Aufnahme nur die Richtung der Drehachse bestimmbar ist.

Beim ungedehnten Kristall gehen die Kreise mit Abweichungen von nur 0,1—0,2° durch einen Punkt. Diese gute Übereinstimmung der Reflexe läßt aber, wie Abb. 11 zeigt, im Laufe der Dehnung aus verschiedenen Gründen nach. Der Stabquerschnitt wurde durch die Dehnung elliptisch, so daß ein Teil der Reflexe ausfiel, und ferner jeder Reflex von einem anderen Teil des Röntgenstrahlenbündels erzeugt wurde (vgl. Abb. 1). Dies hatte zur Folge, daß die Reflexe in den Aufnahmen (Abb. 2 bis 10), sich dann nicht mehr zu Interferenzkreisen anordneten, sondern zu jedem Reflex ein anderer Durchstoßpunkt gehört (vgl. Abb. 1). Dieser Fehler konnte aber bei der Ausmessung annähernd berücksichtigt werden. Erheblicher litt die Genauigkeit darunter, daß bei stärkerer Dehnung die Reflexe keine scharfen,

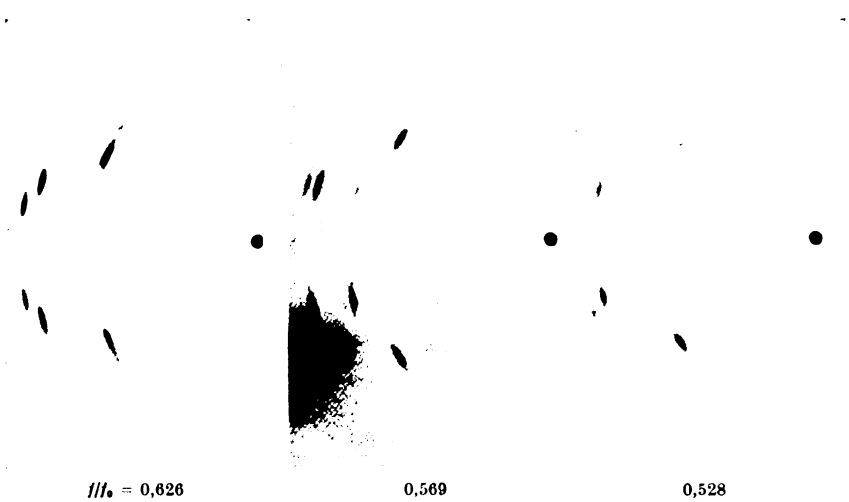


f/f_0 = 0,983 0,925 0,659

Abb. 2 bis 4. Drehaufnahmen des Kristalls Cu : *C* in verschiedenen Stadien der Dehnung. (f = Querschnitt.)



f/f_0 = 1,000 0,832 0,747



f/f_0 = 0,626 0,569 0,528

Abb. 5 bis 10. Drehaufnahmen des Kristalls Ms : *U* in verschiedenen Stadien der Dehnung.

[1] M. Polanyi: Z. Phys. 7, S. 149—180 (1921).

[2] Vgl. Anhang.

[3] Für die Orientierungsdarstellung wurde ein stereographisches Netz von 50 cm Durchmesser verwandt, das neuerdings von der Firma R. Seifert & Co., Hamburg 13, gedruckt zu erhalten ist.

Digitized by Google

Tabelle 2. Auswertung der Drehaufnahmen zur Orientierungsbestimmung.
(Bei den eingeklammerten Werten fallen die Reflexe zweier Flächen praktisch zusammen.)

Kristallbezeichnung	Lfd. Nr.	Querschnittsänderung f/f₀	Winkel der Stabachse zu den Würfeldiagonalen			Winkel der Stabachse zu den Würfelkanten		
			111	111 1. Gleitfläche	111 2. Gleitfläche	111	200	020	002
Cu : *A* . . .	1	0,985	39,4°	54,6°	57,1°	70,4°	—	78,4°	79,9°
Cu : *B* . . .	1	0,959	45,5	(54,8)	(54,8)	63,6	—	(83,9)	(83,9)
Cu : *C* . . .	1	0,983	41,7	54,8	57,0	67,9	—	79,6	81,1
	2	0,958	40,5	(56,0)	(56,0)	68,8	—	(79,4)	(79,4)
	3	0,925	41,2	(55,4)	(55,4)	68,4	—	(80,1)	(80,1)
	4	0,845	39,6	(56,7)	(56,7)	70,2	—	(79,6)	(79,6)
			39,5	(56,3)	(56,3)	70,0	—	(79,3)	(79,3)
	5	0,698	37,9	(56,9)	(56,9)	73,0	—	(77,3)	(77,3)
	6	0,659	36,5	(56,8)	(56,8)	73,9	—	(77,0)	(77,0)
Cu : *Z* . . .	1	1,000	33,5	37,0	87,6	89,1	43,5°	46,1	88,6
	2	0,632	—	58,9	—	78,4	46,5	—	66,1
	3	0,514	—	65,3	68,3	81,1	43,5	57,7	61,6
Ms 97 : 1 . .	1	0,985	—	61,2	70,9	79,8	45,4	55,4	64,3
	2	0,819	—	(65,6)?	(65,6)	—	—	(59,8)	(59,8)
	3	0,800	—	65,1	64,5	81,8	44,1	(60,0)	(60,0)
			—	65,8	65,1	81,0	43,8	(60,3)	(60,3)
	4	0,750	—	(65,3)	(65,3)	81,8	—	(60,3)	(60,3)
			—	(65,2)	(65,2)	81,3	44,1	(60,7)	(60,7)
	5	0,686	—	(64,6)	(64,6)	82,0	43,4	(60,3)	(60,3)
Ms 97 : 4 . .	1	1,000	42,0	42,9	69,4	69,6	—	70,1	88,9
	2	0,930	39,5	46,8	65,0	71,4	—	72,0	86,1
	3	0,756	36,3	53,0	60,8	73,2	—	74,3	79,6
	4	0,714	35,1	57,8	59,2	73,6	—	(75,4)	(75,4)
	5	0,688	33,5?	57,2	57,8	74,6	—	74,9	75,2
	6	0,666	34,3	59,6	58,0	76,0	—	76,6	75,1
	7	0,635	33,2	59,3	57,1	76,7	—	76,1	75,3
	8	0,544	32,6?	60,3	59,2	79,0	—	(75,0)	(75,0)
Ms 92 : 19 . .	1	0,940	38,2	53,5	59,2	71,0	—	76,4	80,4
	2	0,884	37,5	54,3	57,8	72,4	—	76,2	79,0
			37,7	54,4	58,1	72,0	—	75,9	78,4
	3	0,832	37,3	57,0)	(57,0)	73,0	—	(76,6)	(76,6)
	4	0,816	35,5	57,6	56,2	73,5	—	77,4	75,9
	5	0,794	35,0	(57,3)?	(57,3)	74,4	—	77,2	75,6
	6	0,775	35,5	57,8	55,6	74,4	—	77,3	74,5
	7	0,751	35,3	59,4	55,6	74,6	—	78,2	75,2
	8	0,692	33,0	58,8	57,1	76,7	—	75,6	74,0
	9	0,657	32,5	60,3	58,6	77,8	—	74,8	74,1
	10	0,546	29,0	(58,5)	(58,5)	80,6	26,4	(72,1)	(72,1)
Ms 85 : *D* . .	1	0,991	37,5°	49,4°	65,8°	73,8°	—	70,8°	83,8°
	2	0,795	31,8	(57,6)	(57,6)	76,3	—	(74,3)	(74,3)
	3	0,751	33,6	59,7	56,7	77,2	—	75,3	73,6
	4	0,721	—	60,1	56,7	—	—	75,6	72,7
	5	0,668	—	61,8	54,5	78,0	—	75,2	71,6
	6	0,645	—	60,9	56,8	—	—	74,4	71,8
	7	0,611	30,5	60,7	58,5	79,9	—	72,0	71,4
	8	0,588	—	59,3	57,3	—	—	71,6	71,2
	9	0,572	29,5	60,0	58,8	80,6	26,3°	72,6	71,9
			29,8	60,1	58,9	80,4	—	72,0	72,0
	10	0,459	25,1	59,0	61,9	—	29,9	69,7	—
			25,5	59,4	61,7	—	30,0	69,7	69,7
Ms 85 : *C* . .	1	0.935	—	61,4	67,3	85,0	41,1	59,7	64,9
	2	0,868	—	63,1	65,0	85,2	40,5	62,1	63,7
	3	0.839	—	(64,0)	(64,0)	84.7	—	(62,5)	(62,5)
	4	0,798	—	65,2	63,1	85,5	41,0	63,1	62,3
	5	0,757	—	64,9	61,7	85,5	39,4	65,1	61,5
	6	0,715	—	67,1	62,3	86,0	39,6	65,5	60,9
	7	0,683	—	65,6	62,5	—	—	64,2	62,6
	8	0,620	—	61,6	64,9	—	39,6	63,4	64,4
	9	0,575	—	62,7	64,9	—	38,9	63,8	—
Ms 72 : *Y* . .	1	1,000	—	54,6	70,2	88,6	37,5	58,8	71,4
	2	0,859	—	59,7	65,2	88,5	36,9	62,9	67,7
	3	0,761	—	63,0	61,6	88,4	36,8	65,3	64,7
			—	63,4	61,4	—	36,9	65,8	64,6

Digitized by Google

Tabelle 2. Auswertung der Drehaufnahmen zur Orientierungsbestimmung (Fortsetzung.)

(Bei den eingeklammerten Werten fallen die Reflexe zweier Flächen praktisch zusammen.)

Kristallbezeichnung	Lfd. Nr.	Querschnittsänderung l/l₀	Winkel der Stabachse zu den Würfeldiagonalen				Winkel der Stabachse zu den Würfelkanten		
			111	111 1. Gleitfläche	111 2. Gleitfläche	111	200	020	002
Ms 72 : *Y* . .	4	0,721	—	64,7	60,0	90,0	37,3	66,6	64,0
	5	0,688	—	65,5	58,8	—	35,9	67,2	63,3
	6	0,643	—	66,1	57,7	~90,0	35,6	68,5	63,2
	7	0,630	—	66,1	59,9 ?	~90,0	36,2	70,1	61,9
	8	0,535	—	59,5	63,9	—	35,9	65,7	66,8
	9	0,455	—	61,6	64,5	—	—	64,7	69,1
	10	0,384	—	62,3	62,9	—	—	64,9	65,9
Ms 72 : *U* . .	1	1,000	46,0	47,7	63,9 ?	65,2 ?	—	77,2	88,6
	2	0,896	41,0	51,4	59,1	66,4	—	78,4	83,8
	3	0,842	40,9	54,2	57,9	67,7	—	78,5	—
	4	0,787	40,1	(56,2)	(56,2)	69,5	—	(79,6)	(79,6)
	5	0,747	39,4	—	55,2	69,8	—	80,5	—
	6	0,702	38,9	58,5	54,3	70,4	—	80,8	78,5
	7	0,647	36,7	61,2	53,5	72,0	—	80,3	73,6
	8	0,633	36,3	61,7	54,4 ?	72,5	—	80,6	74,6 ?
	9	0,626	36,1	62,5	52,5	—	—	79,6	73,9
	10	0,606	35,2	63,4 ?	56,2	73,8	—	79,3	74,5 ?
	11	0,569	34,9	(57,1)	(57,1)	—	—	77,1	76,7
			34,7	—	—	74,6	—	—	—
	12	0,628	34,5	55,7	58,4	75,9	—	74,4	77,3
Ms 72 : *W* . .	1	1,000	52,0	(54,8)	(54,8)	57,2	—	(88,2)	(88,2)
	2	0,976	(54,8)	(54,8)	(54,8)	54,8	—	(90,0)	(90,0)

sondern in die Länge gezogene Flecken ergaben, und daß sie in einem über die Genauigkeit der Auswertung hinausgehenden Maße nicht mehr kristallographisch zusammenpaßten. Aus den 111-Reflexen an den beiden Gleitflächen ergab sich nämlich fast regelmäßig eine um etwa 1° andere

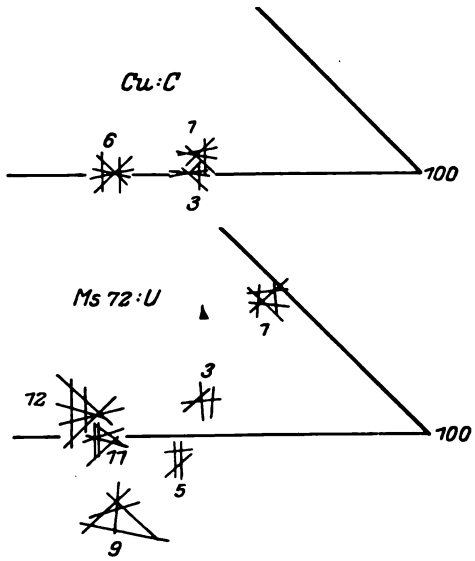
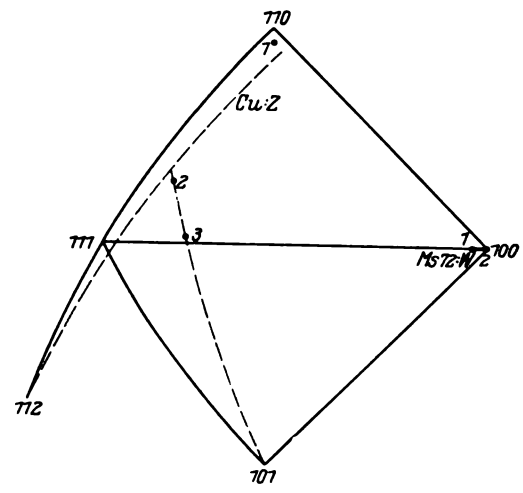


Abb. 11. Fehlervielecke zu den Röntgenaufnahmen Abb. 2 bis 10.

Orientierung als aus den übrigen Flecken. Dies beruht offenbar darauf, daß sich die Gleitflächen entsprechend verkrümmen. Besondere Schwierigkeiten bot die Auswertung der Aufnahmen dann, wenn die Stabachse im Verlaufe der Dehnung näher als 1° an die Grenzlinie 100—111 des Orientierungsdreiecks heranrückte. Dann fielen die Reflexe der Flächen 111 und 111, sowie 020 und 002 (vgl. Tabelle 2) so dicht zusammen, daß sie nicht mehr sicher zu trennen waren. Erschwerend für die Deutung der Aufnahmen kommt dann noch hinzu, daß die Drehaufnahme keine Entscheidung darüber gibt, auf welcher Seite der Symmetrielage die Stabachse sich befindet.



		1	2	3
Cu : *Z*	f	1,000	0,632	0,514
Ms 72 : *W*	f_0	1,000	0,976	—

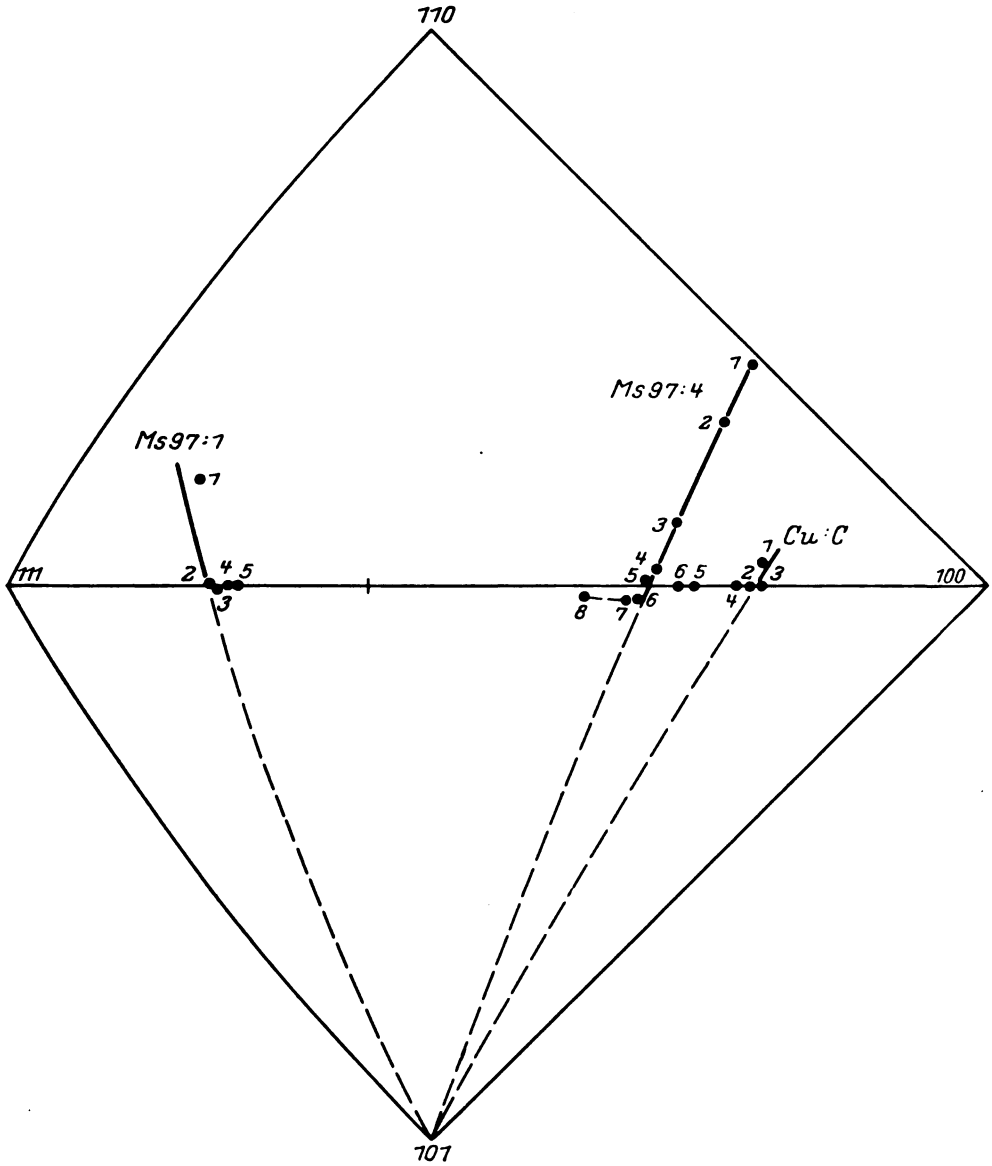
Abb. 12. Gleitvorgänge bei Grenzorientierungen.

Beide Schwierigkeiten konnten dadurch überwunden werden, daß ein Teil der Oberfläche, also auch die zugehörigen Reflexe, mit Blei abgedeckt wurden. Eine bessere Trennung der beiden Reflexe konnte auch dadurch erreicht werden, daß der Kristall exzentrisch gedreht wurde. Immerhin bleibt eine Abweichung von der Symmetrielage unter 1° unsicher, zumal die Möglichkeit vorliegt, daß durch Baufehler eine falsche Lage vorgetäuscht wird.

Digitized by Google

Von diesen Fällen abgesehen ließ sich aus den Fehlervielecken fast immer die Lage der Stabachse auf wenige Zehntel Grad festlegen. Wie die Zusammenstellungen in Tabelle 3 und Abb. 13—16 zeigen, stimmen die Punkte mit ganz vereinzelten Ausnahmen untereinander innerhalb 0,5° zusammen. Außer den Auswertungsfehlern halten sich also auch die anderen Fehler, wobei hier haupt-

und Kraftverhältnisse bei Messingkristallen herangegangen werden kann, muß man sich darüber klar werden, wie weit die Grundvorstellung einer einfachen Gleitung zutrifft. Nach den ersten systematischen Untersuchungen über die Verformung von Metallkristallen[1] schien die einfache Vorstellung, daß die Verformung eines Kristalls durch Gleitung auf dem mechanisch bevorzugten



		1	2	3	4	5	6	7	8
Cu : C	l/l_0	0,983	0,959	0,924	0,845	0,698	0,660		
97 : 1		0,985	0,820	0,800	0,750	0,686			
97 : 4		1,000	0,930	0,758	0,714	0,688	0,667	0,635	0,544*

* In der Einschnürung.

Abb. 13. Änderung der Stabachsenorientierung bei Kupfer- und Messingkristallen während des Zugversuches.

sächlich die Einstellung der Stabachse parallel zur Drehachse[1] in Frage kommt, innerhalb der angestrebten Grenzen.

Gleitvorgänge bei Grenzorientierungen. Bevor an eine systematische Verfolgung der Verformungs-

System Gleitfläche—Gleitrichtung stattfindet, mit erheblicher Genauigkeit bestätigt. Unsere Untersuchungen haben jedoch gezeigt, daß fast immer andere Gleitbewegungen in mehr oder weniger starkem Maße den einfachen Gleitvorgang stören. Bei Orientierungen mit

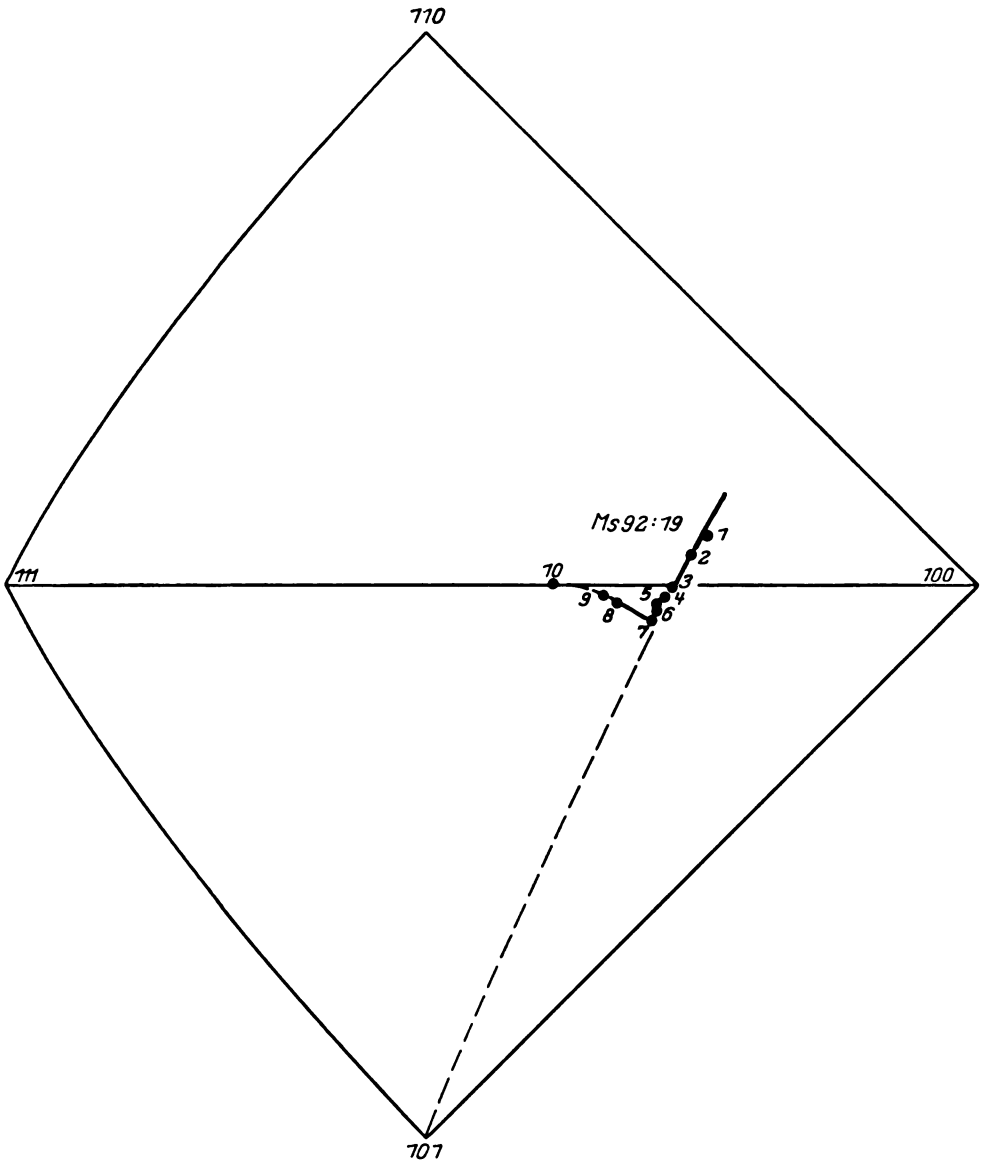
[1] Diese hohe Einstellgenauigkeit ließ sich, da sich die Kristalle fast stets recht gleichmäßig über ihre ganze Länge dehnten, erreichen, indem die Kristalle in der Fassung gedreht und so lange nachgerichtet wurden, bis sie nicht mehr „schlugen".

[1] H. Mark, M. Polanyi u. E. Schmid: Z. Phys. 12, S. 58 bis 116 (1923); G. J. Taylor u. C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. London (A) 102, S. 643—667 (1923).

Digitized by Google

einer ausgesprochenen mechanischen Bevorzugung des einen Systems sind diese Störungen nur gering. Wie bekannt, liegen nun alle Kristalle, bei denen das gleiche System bevorzugt ist, mit ihrer Stabachse innerhalb eines sphärischen Dreiecks[1] (111—100—110, vgl. z. B. Abb. 12). Mit zunehmender Annäherung an die Grenzen dieses Orientierungsdreiecks wird die mechanische Bevorzugung eines Systems immer geringer; besonders in der Nähe der Würfelkante sind die Schubspannungen auf mehreren Gleitsystemen nur noch wenig voneinander verschieden. Dies wirkt sich darin aus, daß die von der Theorie geforderte Vergrößerung einer Querschnittsabmessung mit Annäherung an die Dreiecksgrenzen in zunehmendem Maße ausbleibt[2]. Bei den vorliegenden Versuchen konnte ferner regelmäßig festgestellt werden, daß die gemessene Orientierungsänderung in entsprechender Weise hinter der unter der Annahme einfacher Gleitung berechneten zurückblieb (vgl. Tabelle 3).

In nächster Nähe der Grenzzonen äußert sich die Mitwirkung anderer Gleitsysteme in erheblichen Abweichungen von den zu erwartenden Orientierungsänderungen und in Spannungserhöhungen. Solche Kristalle können sogar, durch irgendwelche Zufälligkeiten bedingt, überwiegend auf dem System eines Nachbardreiecks gleiten. Besonders interessant sind die Fälle, wo durch gleichmäßige Beteiligung mehrerer Systeme die Kristalle in hochsymmetrischen Lagen verbleiben oder solchen zustreben. Dazu gehört, streng genommen, auch der Fall der normalen doppelten Gleitung oder das Zusammenwirken zweier Gleitbewegungen an der Zone 100—111 auf die Richtung 211 hin, das sich bei den reinen Metallen als Abschluß



		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Ms 92 : 19	l/l_0	0,940	0,884	0,832	0,816	0,794	0,775	0,751	0,692	0,657	0,546

Abb. 14 Änderung der Stabachsenorientierung bei einem Messingkristall während des Zugversuches.

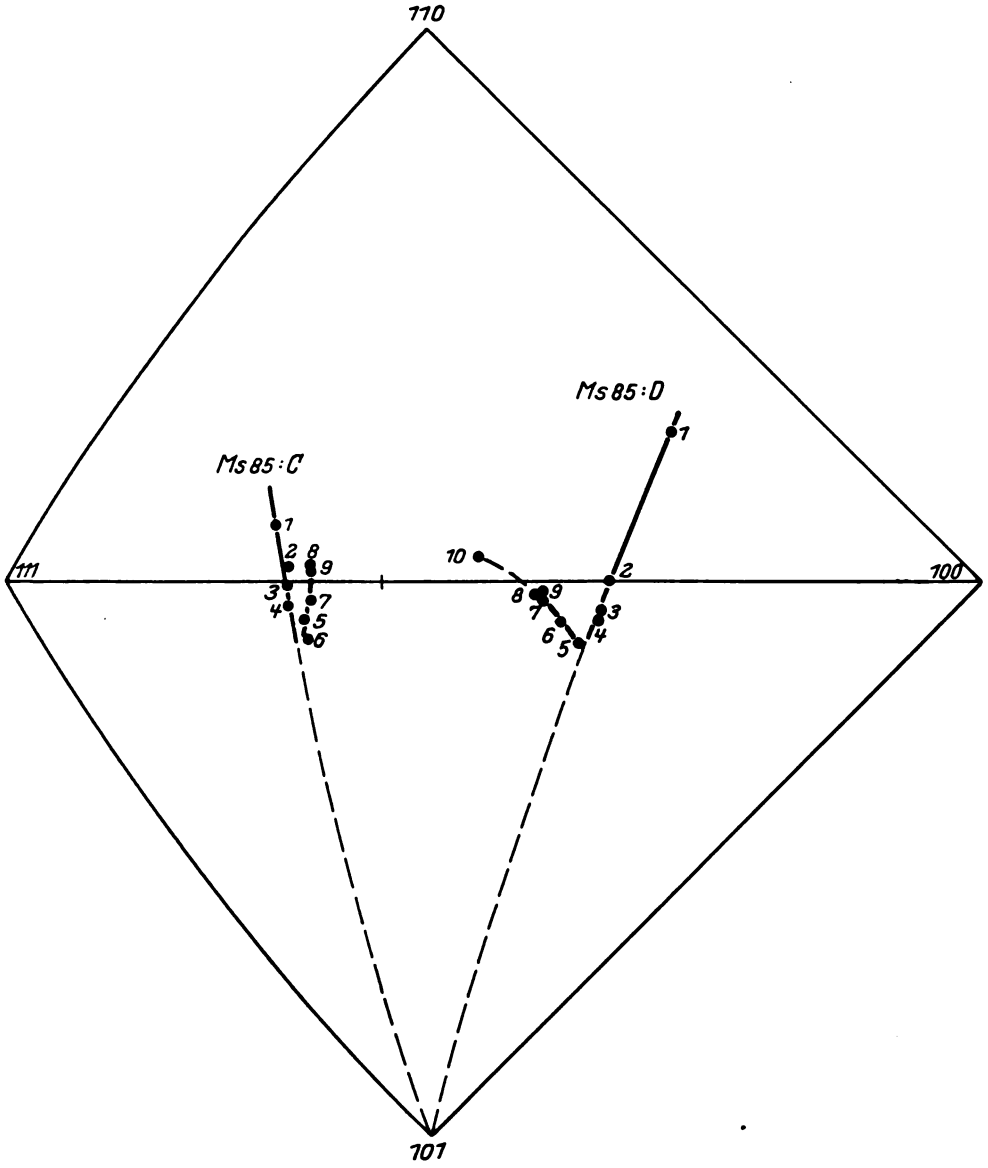
[1] G. J. Taylor u. C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. London (A) 108, S. 28—51 (1925).

[2] R. Karnop u. G. Sachs: Z. Phys. 41, S. 116—133 (1927).

Digitized by Google

der normalen einfachen Gitter einstellt. Dieser Vorgang ist deshalb als stabil anzusehen, weil jede Abweichung von der symmetrischen Lage den Spannungszustand derart ändert, daß die Gleitung auf die Symmetrielage hin bevorzugt wird. Alle anderen Symmetrielagen sind dagegen insofern labil, als eine einmal eingetretene Gleitbewegung ihre eigene Bevorzugung gegenüber den anderen Systemen bewirkt oder vergrößert. Daher wird auch meist beobachtet, daß diese Störungen nur zu Beginn der einfachen Gleitung auftreten und sich dann allmählich verlieren[1]. Es ist aber auch beobachtet worden, daß ein Kristall in der Oktaederlage verblieb[1], ein anderer sich nahezu auf der Zone 110—111 (Abb. 12) bewegte[2].

Der gleiche Fall trat in der vorliegenden Untersuchung auf beim Kupferkristall Cu : Z. Abb. 12 zeigt, daß dieser Kristall nicht, wie zu erwarten wäre, auf die Richtung [101] hin, sondern zu Beginn ungefähr parallel zur Grenzlinie 110—111 wanderte. Daraus geht hervor, daß sich an seiner Bewegung die beiden Systeme $(11\bar{1})$ [101] und (111) [011], die diesseits und jenseits der Grenzlinie 110—111 bevorzugt sind, zu ungefähr gleichen Teilen beteiligten. Diese Kombination zeichnet sich dadurch aus, daß beide Gleitsysteme die Gleitfläche gemeinsam haben.



		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Ms 85 : *C*	l/l_0	0,935	0,868	0,839	0,798	0,757	0,715	0,683	0,620	0,574	—
Ms 85 : *D*		0,991	0,795	0,751	0,721	0,668	0,645	0,611	0,588	0,572	0,458*

* In der Einschnürung.

Abb. 15. Änderung der Stabachsenorientierung bei Messingkristallen während des Zugversuches.

[1] M. Masima u. G. Sachs: Z. Phys. 50, S. 161—186 (1928). Vielleicht ist es darauf zurückzuführen, daß vielfach die Anfangsorientierungen der Kristalle besonders starke Abweichungen zeigen (Tabelle 3, Abb. 13—16).

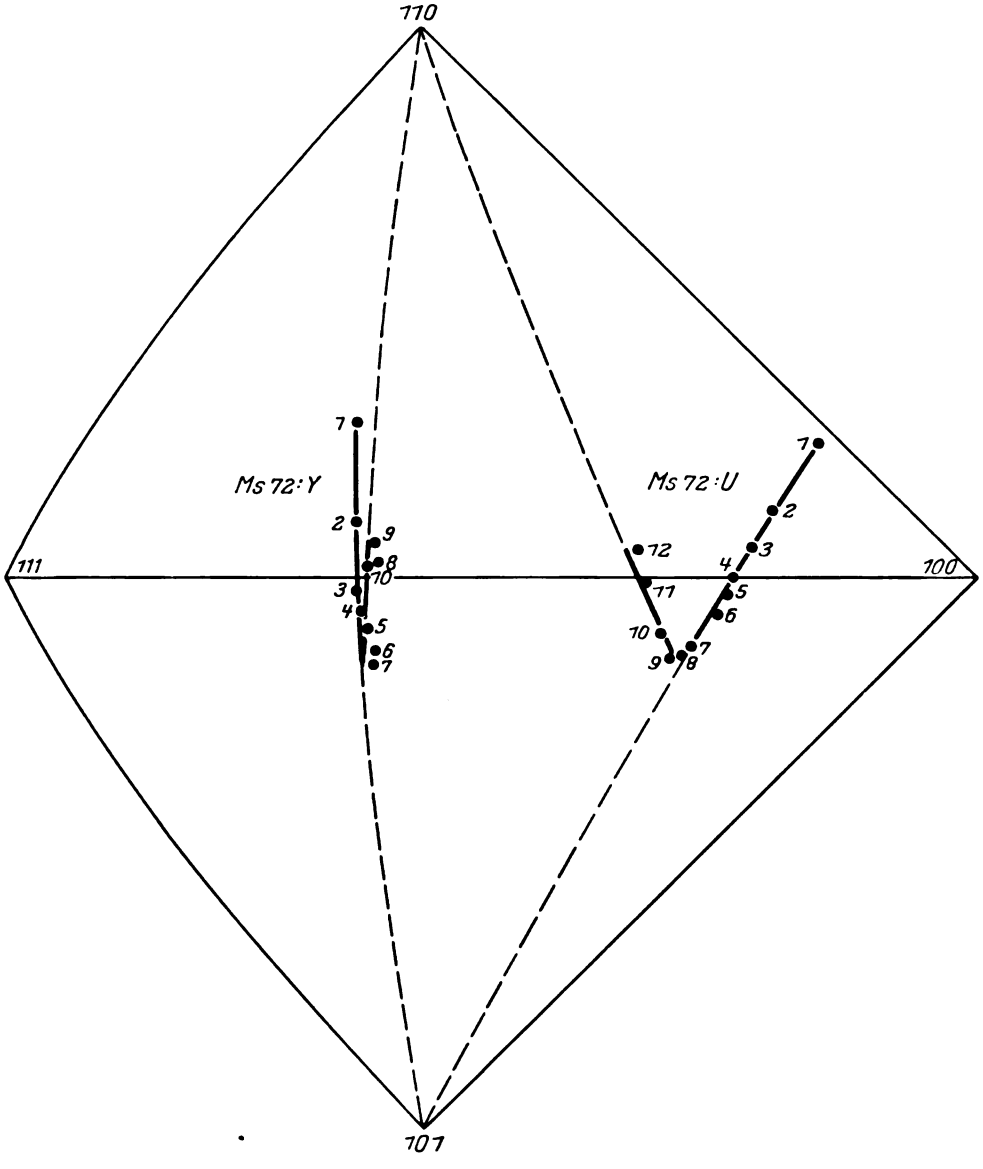
[1] M. Masima u. G. Sachs: a. a. O.; R. Karnop u. G. Sachs: Z. Phys. 49, S. 480—497 (1928).

[2] J. Weerts: Diss. Techn. Hochschule, Berlin 1929.

Digitized by Google

Die resultierende Gleitrichtung liegt in der Ebene beider Einzelgleitrichtungen und ist für den Fall genau gleicher Beteiligung beider Systeme die Richtung [112]. Dem entspricht im beobachteten Falle das Größenverhältnis zwischen dem in Abb. 12 gemessenen Winkelweg von 53,3° — 31,0° = 22,3° auf 112 hin, während aus der Anfangslage nahe der Würfelkante auf der Symmetralen 100—111 lag, auf die Würfelkante zuwanderte.

Bei niedrigen Temperaturen sprechen die Versuche dafür, das Auftreten solcher Fälle dem Zufall zuzuschreiben. Bei höheren Temperaturen scheinen sie aber zur Regel zu werden[1].



		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Ms 72 : U	l/l_0	1,000	0,896	0,842	0,787	0,747	0,702	0,647	0,633	0,626	0,606	0,569	0,528
Ms 72 : Y		1,000	0,859	0,761	0,721	0,688	0,643	0,630	0,535	0,455	0,384	—	—

Abb. 16. Änderung der Stabachsenorientierung bei Messingkristallen während des Zugversuches.

Querschnittsverminderung ein Weg von 23,2° berechnet wird. Die dritte Aufnahme des Kristalls, Abb. 12, zeigt nun, daß er zum Schluß der Dehnung doch fast genau auf die bevorzugte Gleitrichtung 101 zugewandert ist. Auch ein Vergleich des berechneten Winkelweges von 8,1° mit den in Abb. 12 gemessenen 7,2° zwischen Punkt 2 und 3 zeigt, daß sich schließlich aus irgendwelchen Gründen ganz überwiegend das bevorzugte Gleitsystem (111) [101] betätigt.

Schließlich wurde bei der vorliegenden Untersuchung beobachtet, daß ein Kristall (Ms 72 : W, Abb. 12), dessen

Da nun die vorliegende Arbeit sich mit den feineren Gesetzmäßigkeiten des normalen Gleitvorgangs beschäftigte, wurden die Versuchsergebnisse an allen Kristallen, bei denen der Verdacht solcher Störungen berechtigt erschien, nur mit besonderem Vorbehalt herangezogen. Hochsymmetrische Kristallagen kamen daher kaum zur Untersuchung.

Der Gleitvorgang bis zur Symmetralen. Die Aufgabe der vorliegenden Untersuchung besteht darin,

[1] R. Karnop u. G. Sachs: Z. Phys. 42, S. 283—301 (1927).

Digitized by Google

Tabelle 3.
Unterschied der gemessenen und der aus der Annahme einfacher Gleitung berechneten Kristallagen.

	Querschnittsänderung $\frac{f}{f_0}$	Winkel – Stabachse-Gleitrichtung ϱ	Winkeländerung gemessen $\Delta\varrho$	Winkeländerung berechnet $\Delta\varrho'$	Winkeländerung Differenz $\Delta\varrho - \Delta\varrho'$
Ms 97: 4	1,000	47,5°			
	0,930	43,8	3,7°	4,3°	— 0,6°
	0,758	37,4	6,4	9,5	— 3,1
	0,714	34,5	2,9	2,5	+ 0,4
	0,688	33,6	0,9	1,5	— 0,6
	(0,680)[1]	(33,2)	(0,4)[2]	—	—
	0,667	32,3	(0,9)	(0,8)	(+ 0,1)
Ms 90: 19	(1,000)	—	—	(3,0)	—
	0,940	37,7	1,5	2,5	— 1,0
	0,884	36,2	(2,0)[2]	—	—
	(0,842)[1]	(34,2)	(0,2)	(0,4)	(— 0,2)
	0,832	34,0	0,7	0,8	— 0,1
	0,816	33,3	0,6	1,0	— 0,4
	0,794	32,7	0,3	1,8	— 1,5
	0,775	32,4	0,6	1,1	— 0,5
	0,751	31,8			
Ms 85: *C*	(1,000)	—	—	(2,6)	—
	0,935	33,5	2,3	2,7	— 0,4
	0,868	31,2	0,9	1,1	— 0,2
	0,839[1]	30,3	1,1	1,6	— 0,5
	0,798	29,2	1,1	1,6	— 0,5
	0,757	28,1	0,8	1,7	— 0,9
	0,715	27,3			
Ms 85: *D*	(1,000)	—	—	0,4	—
	0,991	42,0	9,4	9,5	— 0,1
	0,795[1]	32,6	1,8	2,0	— 0,2
	0,751	30,8	0,5	1,3	— 0,8
	0,721	30,3	1,8	2,5	— 0,7
	0,668	28,5			
Ms 72: *Y*	1,000	38,3			
	0,859	32,9	5,4	6,1	— 0,7
	(0,789)[1]	30,0	(2,9)[2]	—	—
	0,761	29,2	(0,8)	(1,1)	(— 0,3)
	0,721	28,0	1,2	1,7	— 0,5
	0,688	27,1	0,9	1,4	— 0,5
	0,643	26,0	1,1	1,8	— 0,7
	0,630	25,3	0,7	0,6	+ 0,1
Ms 72: *U*	1,000	45,2			
	0,896	40,4	4,8	5,7	— 0,9
	0,842	38,0	2,4	2,8	— 0,4
	0,787[1]	35,8	2,2	2,9	— 0,7
	0,747	34,8	1,0	2,1	— 1,1
	0,702	33,6	1,2	2,3	— 1,1
	0,647	30,8	2,8	3,0	— 0,2
	0,626	29,9	0,9	1,1	— 0,2

Klarheit über die Gleitvorgänge und Spannungsverhältnisse beim Zugversuch zu gewinnen. Hierzu sind die Meßwerte des Zugversuchs (Zugspannung $\sigma = P/f_0$ bzw. wahre Zugspannung $s = P/f$ und Querschnitt f) nach den früher[3] entwickelten Formeln auf die physikalisch maßgebenden kristallographischen Größen umzurechnen und mit der röntgenographisch gefundenen Orientierungsänderung in Beziehung zu setzen.

Querschnitts- und Orientierungsänderungen. Abb. 13—16 bringen die Ergebnisse der röntgenographischen Orientierungsbestimmungen, in stereographischer Projektion aufgetragen nach den Winkeln in Tabelle 2.

Die Tabelle 3 enthält in der ersten und zweiten Spalte die gemessenen Querschnitts- und Orientierungsänderungen im Bereich vorwiegender Gleitung auf dem anfänglich bevorzugten und daher hauptsächlich wirksamen Gleitsystem (111) [101]. Zur Kennzeichnung der Orientierung genügt es, in diesem Gebiet den Winkel ϱ zwischen Stabachse und Gleitrichtung anzugeben. In der dritten und vierten Spalte der Tabelle 3 sind die beobachteten Orientierungsänderungen $\Delta\varrho$ während jeder Dehnungsstufe den aus den Querschnittswerten f nach der folgenden Gleichung berechneten Winkeländerungen $\Delta\varrho'$ gegenübergestellt:

$$\frac{f_n}{f_{n+1}} = \frac{\sin\varrho_n}{\sin(\varrho_n + \Delta\varrho')}. \qquad (2)$$

In Abb. 17 ist die Summe der gemessenen Winkeländerungen $\Sigma\Delta\varrho$ über der Summe der berechneten Winkeländerungen $\Sigma\Delta\varrho'$, beide von der Symmetralen an gezählt, aufgetragen.

Was zunächst das Gebiet vor der Symmetralen 111—100 betrifft, so ist bereits erörtert worden, daß infolge des Hineinspielens anderer Gleitsysteme die Orientierungsänderung hinter der Berechnung je nach der Ausgangslage mehr oder weniger zurückbleibt. Aus Tabelle 3 (letzte Spalte) und Abb. 17 ist zu sehen, daß bei mittleren Orientierungen die Abweichungen gerade an der Fehlergrenze der Orientierungsbestimmungen (etwa 0,5°) liegen. Jedoch sind die berechneten Winkeländerungen meist größer als die gemessenen. Bei zwei Kristallen in der Nähe der Würfellage (Ms 72 : *U* und Ms 97 : 4) gehen die Abweichungen in diesem Sinne bereits erheblich über die Versuchsgenauigkeit hinaus, derart, daß die gesamten beobachteten Orientierungsänderungen nur $^9/_{10}$ der erwarteten betragen, d. h. also, daß andere Gleitsysteme mit einem merklichen Betrage an der Gleitung beteiligt sind. Für die kristallographischen Umrechnungen fallen diese Störungen jedoch kaum ins Gewicht. Es erweist sich als gleichgültig, ob man von der gemessenen Anfangslage ausgeht oder für jede Stufe die ermittelte Orientierung zugrunde legt, da gerade in der Nähe der Würfelkante der Umrechnungsfaktor für verschiedene Gleitsysteme wenig verschieden ist. Wir sind daher dort so vorgegangen, daß wir aus der Querschnittsänderung Δf bei jeder Dehnungsstufe die zugehörige Abgleitung Δt nach der Gleichung:

$$\Delta t = \frac{\Delta f}{f_m} \frac{1}{(\cos\varrho \cdot \cos\varphi)_m} \qquad (3)$$

berechnet haben. φ ist dabei der Winkel zwischen Stabachse und Gleitflächennormale. Für die anderen Kristalle ist die in Tabelle 3 besonders gekennzeichnete Lage auf der Symmetralen als maßgebend angenommen worden. Zur Errechnung der Abgleitung t wurde dann die integrierte Formel:

$$t = \frac{\cos\varrho}{\cos\varphi} - \frac{\cos\varrho_0}{\cos\varphi_0} \qquad (4)$$

benutzt.

Die Verfestigungskurven. Eine andere Frage ist, wie weit der Verfestigungsverlauf des wirksamen

[1] Symmetrale. Die eingeklammerten Werte sind interpoliert.

[2] Zur Berechnung der Symmetrale verwendete Winkeländerung.

[3] Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Z. Phys. 41, S. 103—115 (1927).

Digitized by Google

Gleitsystems durch die Beteiligung durchkreuzender Gleitsysteme erhöht wird. Da wir nur wenige Kristalle untersucht haben, kann dieser Einfluß nicht mit Sicherheit beurteilt werden. Beim 72er Messing tritt eine Erhöhung des Kurvenverlaufs nur bei genau symmetrischen

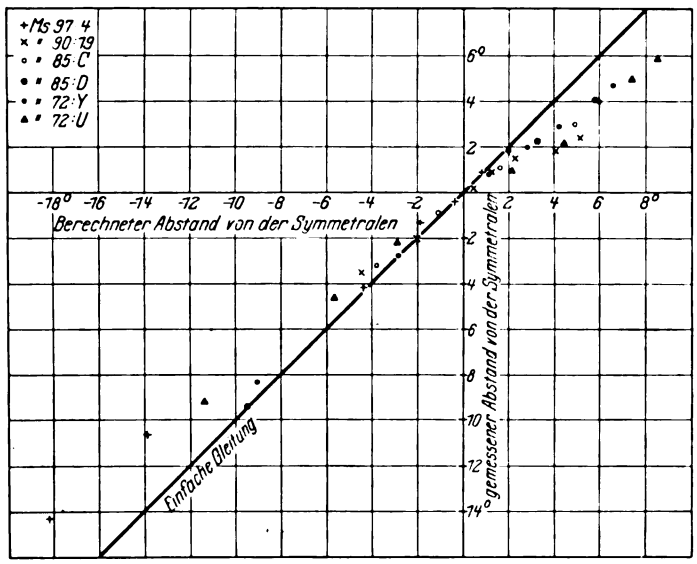


Abb. 17. Abweichung der tatsächlichen Orientierungsänderung von der unter Annahme einfacher Gleitung berechneten.

Lagen auf, während die Kurven aller anderen Orientierungen nach der Umrechnung nahezu zusammenfallen[1]. Bei Kristallen mit geringerem Zinkgehalt und bei Kupfer scheinen aber die Störungen weiterzureichen, wie dies auch schon bei Aluminium[2] beobachtet wurde. Infolgedessen sind bei unseren Versuchen besonders die Kurven für Kupfer und die zinkarmen Messinge unsicher, zumal gerade dort Orientierungen in der Nähe der Würfellage bei der Herstellung bevorzugt zu sein scheinen.

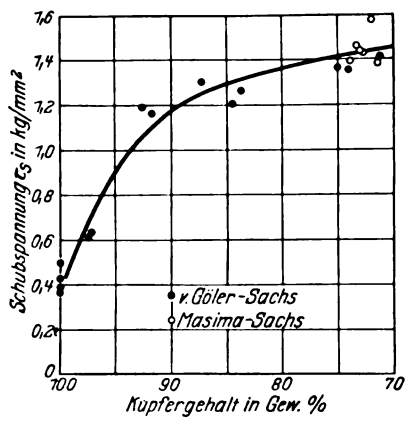


Abb. 18. Streckgrenze von Kupfer- und Messingkristallen.

Alle Kurven zeigen eine ausgesprochene Streckgrenze (vgl. Abb. 19). Diese wurde, wie früher, durch einfache Extrapolation auf die elastische Gerade bestimmt. Rechnet man die in Tabelle 1 zusammengestellten Werte der Zugspannung s_s an der Streckgrenze nach der Gleichung:

$$\tau = s \cdot \cos\varrho \cdot \cos\varphi \qquad (5)$$

um, so erhält man die wirksame Schubspannung τ_s an der Streckgrenze (letzte Spalte der Tabelle 1). Die Werte zeigen, wie zu erwarten, keine Abhängigkeit von der Orientierung. Mit zunehmendem Zinkgehalt steigen sie gemäß Abb. 18 zunächst schnell, dann langsam bis auf etwa den vierfachen Wert von Kupfer an.

Abb. 19 zeigt den Verlauf der Zugspannung, bezogen auf den Anfangsquerschnitt, in Abhängigkeit von der Querschnittsänderung für die untersuchten Kristalle. Aus den Kurven berechnen sich nach den im vorhergehenden entwickelten Richtlinien die kristallographischen Verfestigungskurven (Schubspannung τ über Abgleitung t), die in Abb. 20 zunächst nur für das Gebiet einfacher Gleitung wiedergegeben sind. In Abb. 21 sind aus diesen Einzelkurven gebildete mittlere Fließkurven für die verschiedenen Zusammensetzungen einander gegenübergestellt.

Über die Auswahl dieser Mittelkurven sind jedoch noch einige Bemerkungen erforderlich. Aus den Kurven für das Ms 72, Ms 85 und auch Ms 97 lassen sich ohne Schwierigkeiten Mittelkurven bilden. Dagegen sind die Kurven beim Kupfer und Ms 92 erheblich unsicherer. Soweit die geringe Zahl der untersuchten Kristalle Schlüsse zuläßt, mag das damit zusammenhängen, daß bei höherem Zinkgehalt infolge der noch zu besprechenden geringeren Verfestigung des hauptsächlich wirksamen Gleitsystems die Störung durch andere Systeme bald aufhören muß.

Beim Ms 92 wurde die tiefer liegende Kurve des Kristalls Ms 92 : 17 gewählt. Es ist ja eine Erfahrungstatsache, daß die üblichen Fehler und Störungen, wie Auftreten mehrerer Kristalle oder feinere Baufehler, Mitwirkung anderer Gleitsysteme, ungewollte Deformation u. a., den Verformungswiderstand erhöhen. Es wird also im allgemeinen berechtigt sein, anzunehmen, daß die tiefer liegende Kurve eher der Kurve des einwandfreien Kristalls nahekommt. Beim Ms 92 liegt nun zudem der Kristall Ms 92 : 19 mit der höheren Kurve in der Nähe der Würfelkante, wo die Wahrscheinlichkeit für die Mitwirkung anderer Gleitsysteme sowieso höher ist.

Schwieriger liegt die Frage beim Kupfer, bei dem nur Kristalle in wenig günstigen Orientierungen zur Verfügung standen. Von den vier untersuchten Kristallen lagen Cu : *A*, *B* und *C* nahe der Würfelkante (vgl. Tabelle 1), und Cu : *A* und *B* zeigten von Anfang an Gleitlinien zweier Systeme. Ferner erreichen infolge dieser ungünstigen Orientierung die Kristalle bereits nach etwa 10% Abgleitung die Symmetrale. Um einen Überblick auch über den weiteren Verlauf zu haben, wurden die Kurven auch für das Gebiet doppelter Gleitung gestrichelt weitergezeichnet (Abb. 20 und 21). Die Berechtigung dazu, auch dieses Gebiet für einen Vergleich mit den Messingkurven heranzuziehen, ergibt sich daraus, daß sich beim Kupfer — im Gegensatz zum Messing — nach den vorliegenden Versuchen das Einsetzen doppelter Gleitung im Kurvenverlauf gar nicht oder nur wenig bemerkbar

[1] M. Masima u. G. Sachs: Z. Phys. 50, S. 161—186 (1928).

[2] R. Karnop u. G. Sachs: ebenda 41, S. 116—139 (1927); Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Z. techn. Phys. 8, S. 586—594 (1927).

Digitized by Google

macht, ebenso wie dies früher beim Aluminium[1] gefunden wurde. Die Kurven dieser Kristalle liegen, verglichen mit dem Verlauf der Messingkurven, insbesondere des Ms 97, unverhältnismäßig hoch (Abb. 21) und auch höher als eine allerdings nur durch wenige ungenaue Punkte belegte Kurve eines günstiger orientierten Kristalls von Miß Elam[2] (Abb. 20). Der Verdacht, daß die Kupferkurven zu hoch liegen, wird verstärkt durch das Verhalten des Kristalls Cu : Z. Bei diesem liegt nach den Ergebnissen der Orientierungsbestimmungen (Abb. 12) ungefähr doppelte Gleitung auf einer Gleitfläche, aber in zwei verschiedenen Gleitrichtungen, entlang der Grenzlinie 110—111, vor. Da der Kristall jedoch so weit von

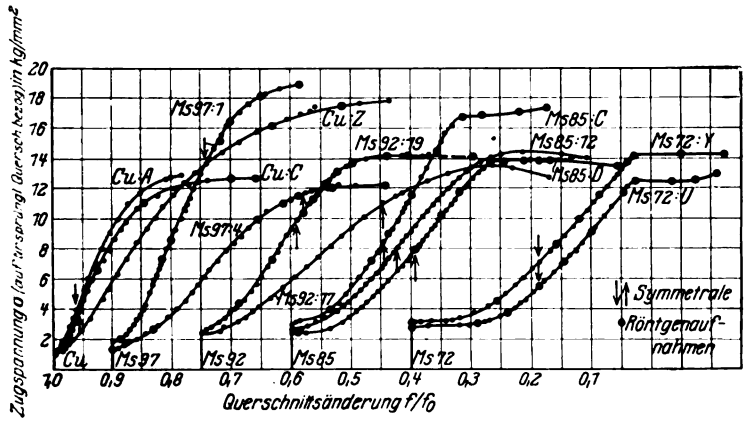


Abb. 19. Zugkurven der untersuchten Kristalle.

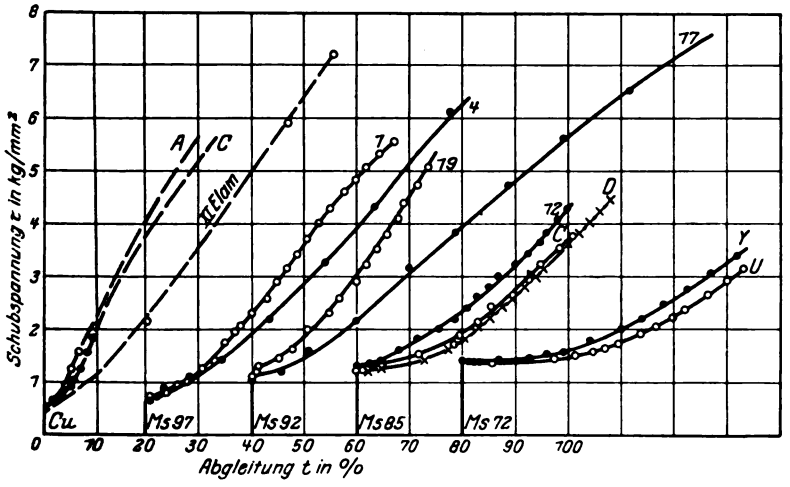


Abb. 20. Schubspannung-Abgleitungskurven der untersuchten Kristalle bis zur Symmetralen.

der Grenzlinie entfernt verläuft, daß der Unterschied der Umrechnungsfaktoren auf den beiden fraglichen Systemen mehr als 10% beträgt, läßt sich eine einheitliche Schubspannungs-Abgleitungskurve nicht berechnen[3]. Immerhin läßt die Zugkurve (Abb. 19) und ein Überschlag über die in Betracht kommenden Umrechnungsfaktoren erkennen, daß der Gleitwiderstand des Kristalls Cu: Z sicher niedriger liegt als bei den anderen Kupferkristallen.

Trotz dieser Unsicherheit im einzelnen gibt die Zusammenstellung Abb. 21 zweifellos die charakteristischen Unterschiede zwischen den Fließkurven der verschiedenen Messinge richtig wieder. Die Veränderungen des Kurvenverlaufs, die durch den zunehmenden Zinkgehalt bewirkt werden, sind in gewisser Hinsicht überraschend. Alle Kurven setzen nach Überschreiten der Streckgrenze zunächst ziemlich flach an. Während aber beim Kupfer die Kurve sich fast sofort steil aufwärts krümmt, schiebt sich bei den Legierungen ein annähernd horizontales Stück ein. Dieses Fließen unter nahezu gleichbleibender Schubspannung erstreckt sich über einen um so größeren Abgleitungsbereich, je größer der Zinkgehalt ist, und zwar, soweit eine quantitative Abschätzung

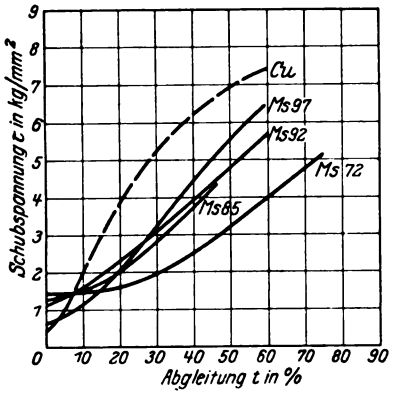


Abb. 21. Schubspannung-Abgleitungskurven von Kupfer- und Messingkristallen.

möglich ist, etwa proportional zum Zinkgehalt. Infolgedessen überschneiden sich die Kurven. Trotz der anfänglich mehrfach höheren Streckgrenze liegen im weiteren Verlauf die Kurven um so tiefer, je höher der Zinkgehalt ist. Daran wird auch durch den nunmehr eintretenden Anstieg nichts mehr geändert; dieser erfolgt ebenfalls, wenn auch nur in geringem Maße, mit zunehmendem Zinkgehalt immer flacher.

Bereits bei früheren Versuchen an Legierungskristallen aus Zink mit Kadmiumzusatz[1] hatte sich gezeigt, daß der Anstieg der Kurven mit wachsendem Zusatz abnahm. Dabei war jedoch die Erhöhung der Streckgrenze so groß, daß die Kurven immer noch wesentlich höher lagen als die des reinen Zinks.

Bei den Messingkristallen dagegen macht sich der Zinkgehalt nicht nur in einer solchen geringeren Verfestigung bemerkbar. Im Hinblick darauf, daß die erhöhte Streckgrenze alsbald dadurch kompensiert wird, daß die erst später ansteigenden Messingkurven hinter

[1] R. Karnop u. G. Sachs: Z. Phys. 41, S. 116—139 (1927).

[2] C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. London (A) 112, S. 289—296 (1926).

[3] Man könnte daran denken, die Umrechnung auf das System (111) [112] zu beziehen, das sich, wie oben ausgeführt, als resultierendes System der beiden Gleitsysteme (111) [101] und (111) [011] ergibt, und anscheinend die anfängliche Formänderung des Kristalls zu beschreiben gestattet. Es darf aber nicht übersehen werden, daß die Annahme eines solchen Gleitsystems zunächst nur formalgeometrische Bedeutung hat und keine Rückschlüsse auf die tatsächlichen physikalischen Vorgänge, insbesondere auf die Spannungsverhältnisse erlaubt.

[1] P. Rosbaud u. E. Schmid: Z. Phys. 32, S. 197—225 (1925).

Digitized by Google

der steilen Kupferkurve zurückbleiben, kann man sogar im Gegensatz zu den üblichen Vorstellungen über den Einfluß der Legierungsbildung von einer Schwächung des Kristallgitters durch den Zinkzusatz sprechen.

Ablösung des ersten Gleitsystems. Im Verlauf der einfachen Gleitung erreichen die Kristalle aller Orientierungen auf dem Wege nach der Richtung 101 hin früher oder später die Grenzlinie 111—100 des Orientierungsdreiecks (vgl. Abb. 13—16). Damit hört die Bevorzugung des Gleitsystems (111) [101] auf, da jenseits der Grenzlinie das neue Gleitsystem (111) [110] mechanisch bevorzugt ist, d. h. im Orientierungsdreieck 111—100—101 wird die Schubspannung bzw. der Umrechnungsfaktor $\cos\varrho \cdot \cos\varphi$ [vgl. Gleichung (5)] auf diesem Gleitsystem größer als auf jedem anderen. Auf der Grenzlinie sind die Schubspannungen aus Symmetriegründen auf diesem und dem ersten System gleich groß. Falls beide in Frage kommenden Gleitsysteme im Kristall gleichwertig sind, wie es der strengen kubischen Symmetrie entspricht, muß nun, wie in früheren Arbeiten[1] ausführlich behandelt wurde, die weitere Verformung durch Gleiten auf beiden Systemen zu gleichen Anteilen erfolgen. Für diese normale „doppelte Gleitung" übernimmt die resultierende Richtung [211] der beiden einzelnen Gleitrichtungen die Stelle der Gleitrichtung. Der Kristall bewegt sich auf der Symmetralen auf 211 zu, dabei gilt für die Orientierungsänderung die Gleichung (2)

$$\frac{\sin\varrho_n}{\sin\varrho_{n+1}} = \frac{f_n}{f_{n+1}},$$

wo jetzt aber für ϱ der Winkel zwischen Stabachse und [211]-Richtung einzusetzen ist.

Kinematik der Gleitvorgänge nach Überschreiten der Symmetralen. Diesen einfachen Fall finden wir nun bei dem von uns untersuchten Kupferkristall Cu: *C* (Abb. 13) innerhalb der Fehlergrenzen verwirklicht. Dagegen zeigen die in Tabelle 3 und in Abb. 13 bis 16 wiedergegebenen Versuchsergebnisse an den geröntgten Kristallen und eine schematische Zusammenstellung (Abb. 22), daß bei den Messingkristallen die Stabachse mit steigendem Zinkgehalt in zunehmendem Maße in der ursprünglichen Richtung über die Symmetrale hinaus wandert. Erst später biegt sie wieder zur Symmetralen zurück. Die Verformung erfolgt demnach auch im Dreieck 111—100—101 zunächst noch überwiegend auf dem alten System, obwohl die wirksame Schubspannung auf diesem System mit zunehmender Entfernung von der Symmetralen immer mehr hinter der des mechanisch bevorzugten zweiten Systems zurückbleibt.

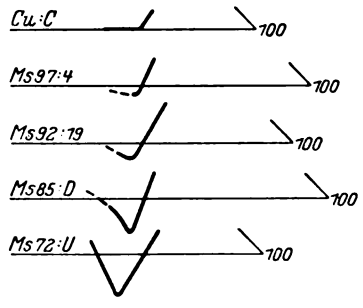


Abb. 22. Orientierungsänderung nach Überschreiten der Symmetralen bei Kristallen verschiedenen Zinkgehaltes, zusammengestellt aus Abb. 13 bis 16.

Berechnet man nun entsprechend Tabelle 3 in diesem Dehnungsstadium hinter der Symmetralen die Orientierungsänderung aus der Dehnung unter der Annahme einfacher Gleitung auf dem ersten System, so ergeben sich bei allen Kristallen wesentlich größere Winkeländerungen, als röntgenographisch gemessen sind. Nach Tabelle 3 und nach Abb. 17, in der die gemessenen über den berechneten Winkeländerungen aufgetragen sind, wird die Differenz nach Überschreiten der Symmetralen (erster Quadrant) deutlich größer als vorher (dritter Quadrant). Die röntgenographisch ermittelte Winkeländerung bleibt schließlich um etwa 30% (bezogen auf den berechneten Wert) hinter der berechneten zurück. Als einzige Erklärung kommt die Annahme in Frage, daß sich das zweite Gleitsystem bereits von der Symmetralen an in entsprechend verstärktem Maße an der Verformung beteiligt, denn die dadurch hervorgerufene Orientierungsänderung auf 110 zu ist nahezu entgegengesetzt der ursprünglichen Bewegung der Stabachse auf 101 zu. Damit stimmt die früher gelegentlich gemachte Beobachtung überein, daß schon von der Symmetralen an schwache Gleitlinien des zweiten Systems auftreten[1]. Auffällig ist dabei, daß es nach den Messungen (Abb. 17) fast den Anschein hat, als ob der Anteil der zweiten Gleitung mit dem Überschreiten der Symmetralen unstetig zunimmt. Damit würde die früher beobachtete, gleichzeitig einsetzende starke Erhöhung des elektrischen Widerstandes[2] und der Verlauf der Dichteänderung[3] übereinstimmen, sowie der Umstand, daß sich ein Kristall aus Ms 72 bei der Alterung (s. w. u.) anders als vorher verhält, wenn er die Symmetralen bereits überschritten hat. Im Verlauf der Zugkurven (Abb. 19) dagegen macht sich die Symmetrale nicht bemerkbar. Eine unstetige Änderung der Verformungsverhältnisse kommt deshalb unerwartet, weil sich jedenfalls die Spannungswerte beim Überschreiten der Symmetralen ganz stetig ändern. Anderseits weisen die Versuche an Messingkristallen darauf hin, daß irgendwelche vorläufig noch ganz ungeklärte Gitteränderungen mit der Verformung verbunden sind. Es bleibt die Möglichkeit anzunehmen, daß diese inneren Vorgänge davon beeinflußt werden, daß sich das Verhältnis der Normal- und Schubspannungen auf den beiden Systemen umkehrt.

Der plötzliche Richtungswechsel im Wege der Stabachse (Abb. 13—16), der erfolgt, nachdem der Kristall sich auf die geschilderte Art und Weise um ein vom Zinkgehalt abhängiges Stück von der Symmetralen entfernt hat, beruht nun darauf, daß das zweite Gleitsystem ziemlich unvermittelt den Hauptanteil der Verformung übernimmt. Die Zusammenstellung Abb. 22 läßt deutlich erkennen, daß dieser Vorgang mit zunehmendem Zinkgehalt seinen Charakter ändert.

Um einen quantitativen Einblick in das Zusammenwirken der beiden Gleitsysteme zu gewinnen, müssen die gemessenen Verformungen in ihre von den beiden Gleitsystemen herrührenden Anteile zerlegt werden. Das läßt sich erreichen, wenn man bedenkt, daß die geometrische Summe der Lagenänderungen auf den beiden Systemen

[1] G. J. Taylor u. C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. London (A) 102, S. 643—667 (1923); (A) 108, S. 28—51 (1925); Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Z. Phys. 41, S. 103—115 (1927).

[1] M. Masima u. G. Sachs: Z. Phys. 50, S. 161—168 (1928).
[2] M. Masima u. G. Sachs: Z. Phys. 51, S. 321—327 (1928).
[3] M. Masima u. G. Sachs: ebenda 54, S. 666—673 (1929).

Digitized by Google

gleich der festgestellten Orientierungsänderung sein muß. Strenggenommen müßte diese durch einen Zickzackweg mit sehr kleinen Stufen abwechselnd auf dem einen und auf dem anderen System ersetzt werden. Da jedoch verschiedene Arten der Zerlegung nur Unterschiede innerhalb unserer Fehlergrenzen ergeben, hat es sich als praktisch ausreichend erwiesen, die beobachtete Orientierungsänderung (z. B. von P nach T, Abb. 23) auf folgende Weise in zwei Stücke zu zerlegen: vom Ausgangspunkt P geht man um ein Stück PQ in Richtung der hauptsächlich beteiligten Gleitung vorwärts, vom Endpunkt T in Richtung der zweiten Gleitung rückwärts bis S. Die Größe beider Wege ist dadurch bedingt, daß sie zusammen die gemessene Querschnittsabnahme ergeben müssen. Aus Gleichung (2) ergibt sich leicht:

$$\frac{\sin(P\,101)}{\sin(Q\,101)} \cdot \frac{\sin(S\,110)}{\sin(T\,110)} = \frac{f_P}{f_T}. \qquad (6)$$

Bei genauer Übereinstimmung zwischen Orientierungsbestimmung und Dehnung müßten Q und S zusammenfallen in dem Schnittpunkt R der beiden Wegrichtungen.

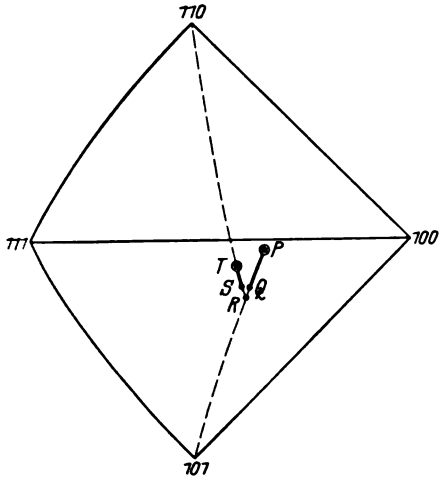


Abb. 23. Zur Berechnung der Abgleitungen bei Beteiligung zweier Gleitsysteme.

Infolge der Unvollkommenheit der röntgenographischen Orientierungsbestimmungen wird das praktisch niemals der Fall sein. Q und S sind dann so zu wählen, daß sie gleich weit vom Punkte R entfernt zu liegen kommen. Die Abb. 23 veranschaulicht den Fall, daß die röntgenographische Orientierungsänderung größer ist als der gemessenen Dehnung entspricht.

Mit Hilfe der Gleichung (3):

$$\Delta t = \frac{\Delta f}{f_m} \cdot \frac{1}{(\cos\varrho \cos\eta)_m}$$

können nun diese Dehnungswerte auf die Abgleitungen der beiden Gleitsysteme umgerechnet werden.

In Abb. 24 sind für die untersuchten Kristalle die Ergebnisse dieser Rechnungen dargestellt. Dabei ist der Betrag zweiter Gleitung über dem Betrag erster Gleitung, beide von der Symmetralen an summiert, aufgetragen.

Die unter 45° vom Nullpunkt aufsteigende Gerade $t_1 = t_2$ entspricht dabei der an der Symmetralen einsetzenden doppelten Gleitung mit gleich großer Beteiligung beider Gleitsysteme, wie sie beim Kupfer vorliegt. Bei den anderen Kristallen steigt die Kurve zunächst flacher an. Die Größe ihrer Neigung bestätigt den bereits aus den Orientierungsbestimmungen Abb. 17 und Tabelle 3 gezogenen Schluß, daß von den Symmetralen an das zweite Gleitsystem einen beträchtlichen Anteil, und zwar nach Abb. 24 etwa 15% der Gesamtgleitung übernimmt, und daß die Größe dieses Bruchteils anscheinend vom Zinkgehalt unabhängig ist, da sich nach Abb. 24, ebenso wie bereits in Abb. 17, die Meßpunkte für die verschiedenen Kristalle um dieselbe Kurve gruppieren. Ob diese tatsächlich, wie in Abb. 24 gezeichnet, eine Gerade ist, d. h. ob das Verhältnis der beiden Gleitbeträge von der Entfernung von der Symmetralen unabhängig ist, darüber läßt die Meßgenauigkeit keine Entscheidung zu.

Gleichzeitig mit dem Richtungswechsel der Orientierungsänderung (Abb. 22) tritt nun auch ein scharfer Knick in den Abgleitungskurven (Abb. 24) auf. Je höher der Zinkgehalt ist, um so später erfolgt der Knick und um so steiler steigt die Kurve dann an, d. h. um so größer

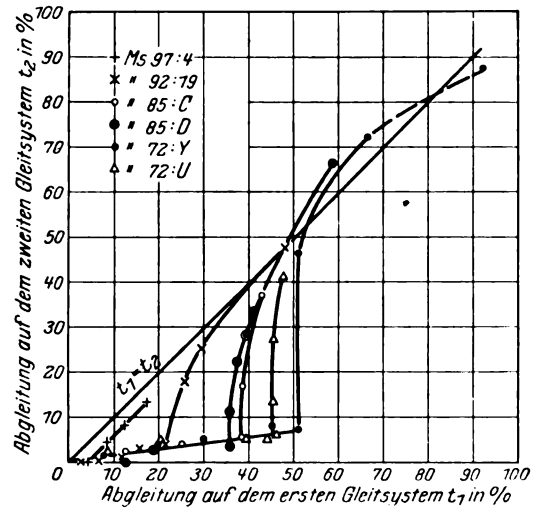


Abb. 24. Beiträge der beiden Gleitsysteme zur Verformung vom Überschreiten der Symmetralen an gezählt.

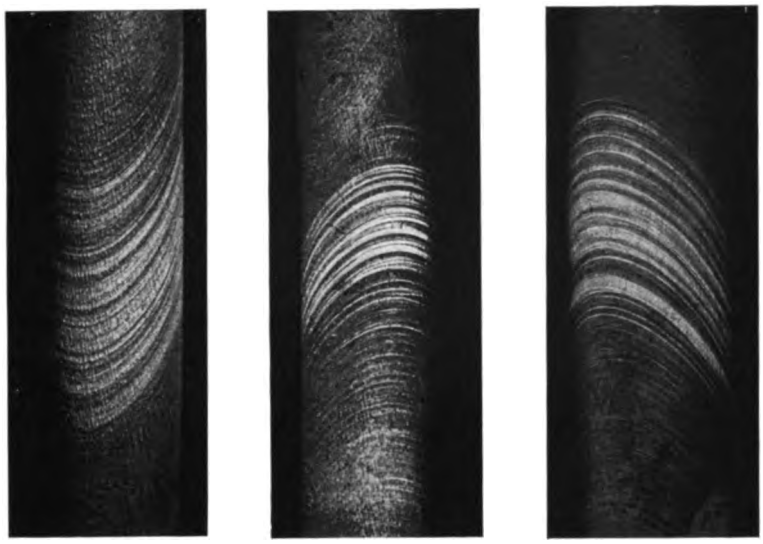
ist der Anteil der zweiten Gleichung. Beim Ms 72 schließlich tritt sogar reine Gleitung auf dem zweiten System vor; die Kurve verläuft senkrecht nach oben. Alle Kurven biegen dann allmählich um nach der unter 45° geneigten Geraden des Kupfers hin. Während sich ihr aber die Kurven des Ms 97 und 92 anscheinend asymptotisch nähern, überwiegt beim Ms 72 und 85 die zweite Gleitung zunächst noch so stark, daß die Kurven über die Kupfergerade hinausgehen und erst später wieder zu ihr zurückbiegen.

Diese Vorstellungen erklären den verschiedenen Verlauf der Orientierungsänderungen (Abb. 22), die sich etwa mit den Weg-Zeitkurven gedämpfter Schwingungen vergleichen lassen, wobei die Dämpfung um so kleiner wird, je höher der Zinkgehalt der Kristalle ist. Beim Ms 97 und 92 liegt eine Art doppelter Gleitung auf die Richtung 211 hin vor. Die Stabachse nähert sich nach dem Umbiegen langsam wieder der Symmetralen, ohne diese jedoch zu erreichen. Bei den hochzinkhaltigen Messingen Ms 72 und Ms 85 dagegen biegt der Weg der Stabachse scharf auf die zweite Gleitrichtung 110 hin und rutscht sogar wieder über die Symmetrale zurück. Wenn nicht schon

Digitized by Google

die Brucheinschnürung erfolgt und damit die Meßmöglichkeit aufhört, kann dann noch ein zweites Mal ein schroffer Richtungswechsel beobachtet werden.

Häufig bildet sich sowohl beim ersten wie beim zweiten Wechsel bei diesen Kristallen eine Einschnürung aus, in der plötzlich die Gleitlinien des neuen Systems scharf und deutlich hervortreten. Abb. 25a und b zeigen diese Gleitlinien beim ersten und zweiten Richtungswechsel



a b c

Abb. 25. Neuerscheinende Gleitlinien beim Wechsel des Gleitsystems. Dreimal vergrößert. a) Ms 72 : Y, erster Wechsel, b) Ms 72 : Y, zweiter Wechsel, c) Ms 85 : C, zweiter Wechsel.

des Kristalls Ms 72 : Y, Abb. 25c beim zweiten Richtungswechsel des Kristalls Ms 85 : C in der Brucheinschnürung.

Die Spannungsverhältnisse nach Überschreiten der Symmetralen. Damit sind die komplizierten Verformungserscheinungen nach Überschreitung der Symmetralen auf einfache kristallographische Gleitvorgänge zurückgeführt. Die Gesetzmäßigkeiten, die das geschilderte Verhalten regeln, ergeben sich aber erst aus der Betrachtung der Spannungsverhältnisse.

Es wurde bereits ausgeführt, daß nach Überschreitung der Symmetralen das zweite Gleitsystem (111) [110] mechanisch bevorzugt ist gegenüber dem ersten System (11$\bar{1}$) [101]. Die Messingkristalle gleiten jedoch nach den Ergebnissen des vorigen Abschnitts auch dann noch vorwiegend auf dem ersten System, obwohl die zugehörige Schubspannung mit zunehmender Entfernung von der Symmetralen mehr und mehr hinter der des bevorzugten zweiten Systems zurückbleibt. Das Verhältnis der beiden Schubspannungen ist nach Bleichung (5) eine reine Winkelfunktion:

$$\frac{\tau_2}{\tau_1} = \frac{\cos\varrho_2 \cos\varphi_2}{\cos\varrho_1 \cos\varphi_1}. \qquad (7)$$

Auf der Symmetralen ist dieser Wert gleich 1 und steigt mit zunehmender Entfernung von der Symmetralen je nach der Orientierung um 0,04—0,08 pro Grad. Wenn sich trotzdem nach Überschreiten der Symmetralen zunächst noch das erste Gleitsystem betätigt, so heißt das, daß der Gleitwiderstand auf dem zweiten System mindestens im gleichen Verhältnis (7) größer sein muß, wie auf dem ersten bisher wirksamen System. Mehr kann man jedoch auf Grund von Zugversuchen nicht über die Größe und den Verlauf dieses Verfestigungsunterschiedes aussagen. Nur an einer Stelle läßt sich sein Wert genau bestimmen. Wenn nämlich die Gleitung vom ersten auf das zweite System übergeht, hat das Verhältnis der Schubspannungen das Verfestigungsverhältnis gerade erreicht. Das ist, wie gezeigt, dort der Fall, wo die Stabachse ihren größten Abstand von der Symmetralen erreicht hat und nun wieder zu ihr zurückbiegt (Abb. 13 bis 16 und 22). Für diesen Punkt wurden daher die Verhältniswerte τ_2/τ_1 nach Gleichung (7) berechnet und in Tabelle 4 sowie in Abb. 26 in Abhängigkeit vom Zinkgehalt zusammengestellt. Aus der Abb. 26 ist zu ersehen, daß die Werte innerhalb der Fehlergrenze von etwa 3% (entsprechend 0,5° Orientierungsunsicherheit) in erster Annäherung auf einer Geraden liegen.

Durch die Verformung tritt also eine um so stärkere Störung der strengen kubischen Symmetrie ein, je größer der Zinkgehalt ist, nämlich in dem Sinne, daß die wirksame Gleitfläche weniger verfestigt wird als eine sie durchkreuzende nicht wirksame Gleitfläche[1]. Bei Kupfer ist ein solcher Verfestigungsunterschied nicht festzustellen[2], bei Ms 72 erreicht er 20%[3].

Bei der Darstellung der Versuchsergebnisse in Abb. 27 ist ein Einfluß der Orientierung auf den Verfestigungsunterschied der beiden Gleitsysteme in Übereinstimmung mit den früheren Versuchen an Ms 72[1] nicht zu erkennen. Dies erscheint besonders im Hinblick darauf bemerkenswert, daß die Kristalle erst nach sehr verschieden großen Abgleitungen die Symmetrale erreichen. Auch Kristalle, deren Ausgangslage nahe der Symmetralen liegt, zeigen, falls nicht ganz grobe Störungen auftreten, den vollen Schubspannungsunterschied[4]. Anderseits sind beim gewachsenen Kristall solche Abweichungen von der kubischen Symmetrie niemals beobachtet worden[5]. Es muß daher angenommen werden, daß sich die Schwächung des wirksamen Gleitsystems in den ersten Stadien der Deh-

[1] M. Polanyi: Z. Krist. 61, S. 49—57 (1925) u. E. Schmid: Z. Phys. 40, S. 54—74 (1926), haben diese stärkere Verfestigung der latenten Gleitflächen bereits bei Zinn und Zink beobachtet. Diese Deutung ihrer Versuche wird aber durch die neuerdings festgestellte Zwillingsbildung bei Zink vorläufig in Frage gestellt.

[2] Der für Kupfer in Tabelle 4 angegebene Wert 1,004 entspricht nicht einer tatsächlich festgestellten Abweichung von der Symmetralen, sondern nur der Ablesegenauigkeit der Winkel.

[3] Daß dieser Wert kleiner ist, als früher [M. Masima u. G. Sachs, Z. Phys. 50, S. 161—186 (1928)] gefunden, erklärt sich daraus, daß nach den vorliegenden genaueren Untersuchungen die Stabachse infolge der Mitwirkung des zweiten Gleitsystems nur etwa zwei Drittel des Abstandes von der Symmetralen erreicht, welcher damals unter der Annahme reiner einfacher Gleitung berechnet worden war.

[4] M. Masima u. G. Sachs: Z. Phys. 50, S. 161—186 (1928).

[5] Gegen eine solche Anisotropie im ursprünglichen Kristall, etwa infolge der Herstellungsbedingungen, spricht vor allem die Tatsache, daß sich der Verfestigungsunterschied im Laufe des Zugversuches umkehrt.

Digitized by Google

nung ausbildet. Und zwar muß der Unterschied schnell genug wachsen, um den Orientierungseinfluß auszugleichen.

Tabelle 4.
Lage der Gleitsysteme und Schubspannungsverhältnis beim ersten Wechsel des Gleitsystems.
(ϱ = Winkel Stabachse—Gleitrichtung, φ = Winkel Stabachse—Gleitflächennormale.)

Bezeichnung	Winkel der Stabachse zu Gleitsystem 1		Gleitsystem 2		$\cos\varrho_1 \cdot \cos\varphi_1$	$\cos\varrho_2 \cdot \cos\varphi_2$	$\frac{\cos\varrho_2 \cdot \cos\varphi_2}{\cos\varrho_1 \cdot \cos\varphi_1}$
	ϱ_1	φ_1	ϱ_2	φ_2			
Cu : *C*	36,5	55,9	36,4	55,8	0,450	0,452	$1{,}00_4$
Ms 97 : 1[1]	30,8	65,8	31,3	65,2	0,352	0,358	$1{,}01_7$
Ms 97 : 4[1]	32,2	58,3	33,8	56,5	0,444	0,459	$1{,}03_3$
Ms 92 : 19	31,8	59,0	35,3	55,0	0,437	0,467	$1{,}06_9$
Ms 85 : *C*	27,1	66,0	33,1	60,8	0,362	0,408	$1{,}12_8$
Ms 85 : *D*	28,6	61,5	35,3	54,8	0,418	0,470	$1{,}12_3$
Ms 72 : *U*	29,9	61,4	38,4	52,3	0,415	0,479	$1{,}15_6$
Ms 72 : *Y*	25,2	66,3	34,7	57,6	0,363	0,440	$1{,}21_1$

Im übrigen sei nochmals darauf hingewiesen, daß, wie gezeigt, Verfestigungsunterschied und Schubspannungsunterschied der beiden Gleitflächen nur im Augenblick

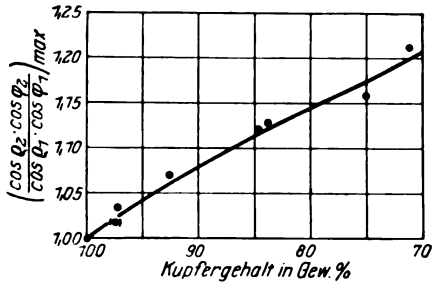


Abb. 26. Schwächung der ersten Gleitfläche gegenüber der zweiten Gleitfläche.

des Richtungswechsels gleich groß sind. Daher darf die Möglichkeit nicht außer acht gelassen werden, daß der Verfestigungsunterschied an der Symmetralen bereits größere Werte erreicht hatte, jedoch infolge der nach Abb. 17 dort einsetzenden stärkeren Beteiligung des zweiten Systems schon wieder nachgelassen hat. Eine derartige Annahme würde auch eine Erklärung geben für das verschiedenartige Verhalten der Messingkristalle beim Anlassen vor und hinter der Symmetralen, das im letzten Abschnitt behandelt wird.

Um nun das Verhalten der Kristalle von der Symmetralen an vollständiger zu überblicken, ist noch eine eingehende Analyse der Kraftverhältnisse durchzuführen. Offensichtlich hängt das unterschiedliche Aussehen der Zugkurven (Abb. 19) bei den verschiedenen Legierungen nach Überschreiten der Symmetralen eng mit der verschiedenartigen Ablösung der beiden Gleitsysteme (Abb. 24) zusammen. Der Übergang von der einfachen zur normalen doppelten Gleitung bei Kupfer macht sich bei den vorliegenden Kristallen, die ja allerdings alle nicht günstig orientiert sind, jedenfalls nur wenig bemerkbar[1], ähnlich wie bei früheren Versuchen an Aluminium[2]. Dagegen ist beim Ms 72 mit dem beschriebenen Wechsel der Gleitsysteme ein scharfer Knick in der Richtung der Lastkurve (vgl. Abb. 19), in der Regel sogar Lastabfall[3], verknüpft. Mit abnehmendem Zinkgehalt verschwindet allmählich diese Unstetigkeit. Der Augenblick, in dem die Symmetrale überschritten wird, macht sich dagegen in den Zugkurven der Messinge nicht bemerkbar.

Fraglich erscheint nun, in welcher Weise die Kraftverhältnisse vom kristallographischen Gesichtspunkt aus dargestellt werden sollen. Die Schwierigkeit liegt darin,

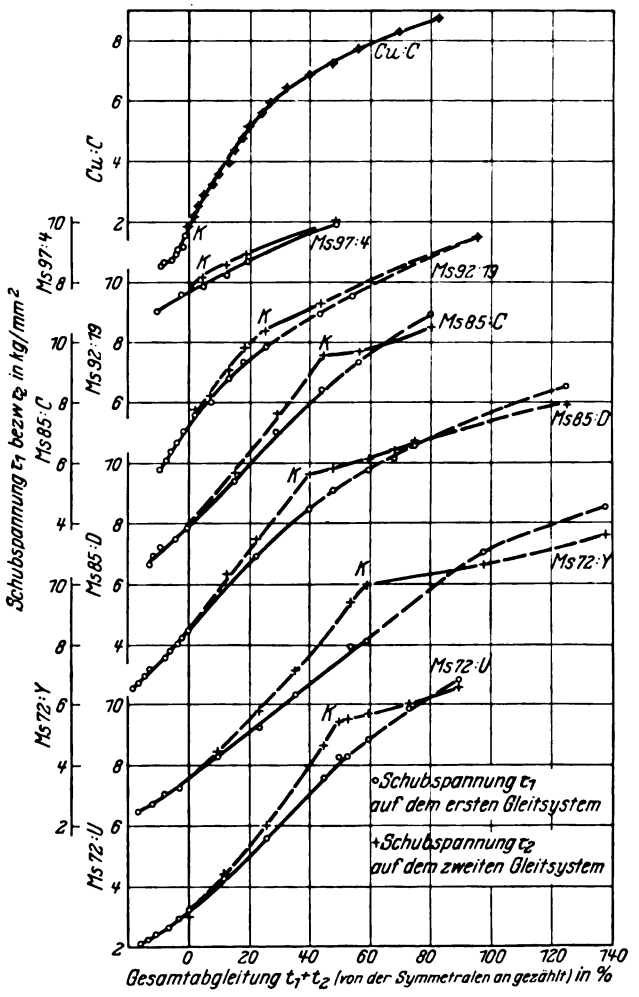


Abb. 27. Verlauf der Schubspannungen auf beiden Gleitsystemen über der Gesamtabgleitung.

daß die Zugspannung-Querschnittskurve in zwei Gleitkurven zerfällt, indem gleichzeitig zwei Gleitsysteme unter verschiedenen Schubspannungen um verschiedene Beträge abgleiten. Da Gleitung auf einem System auch die anderen Gleitflächen verfestigt, ergibt es sich als nächstliegende Darstellung (Abb. 27), die nach Gleichung (5) berechneten Schubspannungen τ_1 und τ_2 auf beiden Systemen in Abhängigkeit von der Gesamtabgleitung

[1] Die Werte für die beiden Kristalle Ms 97 sind aus den im Text angegebenen Gründen sehr unsicher.

[1] Die abweichende Angabe von C. F. Elam [Proc. Roy. Soc. London (A) 112, S. 289—296 (1926)] erscheint, da die einzige gebrachte Kurve nur durch wenige Punkte belegt ist, nicht genügend sichergestellt.

[2] R. Karnop u. G. Sachs: Z. Phys. 41, S. 116—139 (1927).

[3] M. Masima u. G. Sachs: ebenda 50, S. 161—186 (1928).

Digitized by Google

$t_1 + t_2$ jenseits der Symmetralen aufzutragen. Dabei ist der Anschaulichkeit halber der Schubspannungsverlauf auf dem jeweils in geringerem Maße beteiligten System gestrichelt. Der mit K bezeichnete Punkt der Kurven gibt den Augenblick an, in dem das Schubspannungsverhältnis τ_2/τ_1 [vgl. Gleichung (7)] seinen größten Wert erreicht, und entspricht demnach dem Wendepunkt in den Orientierungswegen (Abb. 13—16). Eigenartigerweise wird das zweite System, das an dieser Stelle den Hauptanteil der Verformung übernimmt, zunächst nur wenig verfestigt. Im übrigen bieten die Kurven keine neuen Aufschlüsse.

Dem Wesen der Vorgänge scheint vielmehr eine andere, wenn auch weniger anschauliche Darstellungsweise besser gerecht zu werden, bei der nach Abb. 28 die beiden

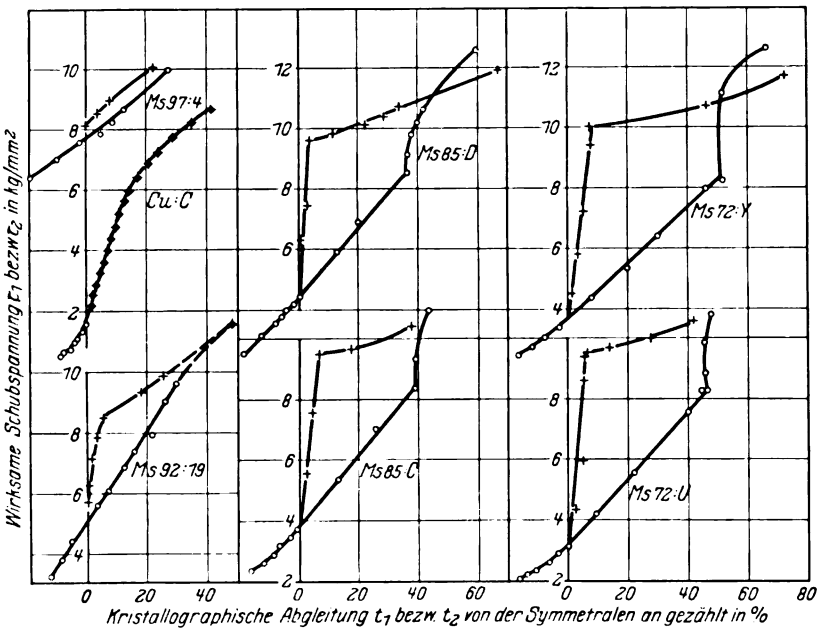


Abb. 28. Fließkurven der untersuchten Kristalle, getrennt für beide Gleitsysteme nach Überschreiten der Symmetralen.
o Schubspannung τ_1 auf dem ersten System in Abhängigkeit von der Abgleitung t_1 auf dem ersten System.
+ Schubspannung τ_2 auf dem zweiten System in Abhängigkeit von der Abgleitung t_2 auf dem zweiten System.

Schubspannungen τ_1 bzw. τ_2 jeweils über den zugehörigen Abgleitungen t_1 bzw. t_2 aufgetragen sind. Von den Vorgängen hinter der Symmetralen ergibt sich danach unter Berücksichtigung des Gesamtverhaltens der Kristalle etwa das folgende Bild:

Bei Kupfer (Abb. 28) ist, wenn die Symmetrale erreicht wird, praktisch kein Verfestigungsunterschied der beiden Gleitsysteme vorhanden. Unter der gleichen wirksamen Schubspannung gleiten beide Systeme gleich stark. Die beiden Kurven τ_1 über t_1 und τ_2 über t_2 fallen zusammen.

Beim Ms 72 (Abb. 28) mit dem größten Zinkgehalt ist dagegen schon nach geringer Gleitung das zweite System stärker verfestigt als das erste. Es beteiligt sich dementsprechend auch, nachdem die Symmetrale erreicht ist, nur zu einem Bruchteil an der Verformung. Infolgedessen wandert der Kristall über die Symmetrale hinüber. Dabei wird die Schubspannung auf dem zweiten System schließlich so viel größer, daß sie den Verfestigungsunterschied ausgleicht. In diesem Augenblick sind nun beide Systeme gleichwertig; nunmehr muß sich auch das zweite System sehr stark an der Verformung beteiligen. Es muß angenommen werden, daß sich infolgedessen der Verfestigungsunterschied sehr schnell und weitgehend vermindert, wie es ja auch einleuchtend ist, da er durch überwiegende Gleitung auf einem einzigen System entstanden war. Man beobachtet jedenfalls, daß plötzlich die erhebliche Schubspannungserhöhung auf dem zweiten System zur Geltung kommt, so daß dieses auf ein längeres Stück die Gleitung allein übernimmt und behält, trotzdem sich bei dem dadurch bedingten Rückgang zur Symmetralen der Schubspannungsunterschied wieder verringert. Der Verlauf der beiden Fließkurven, wobei τ_2 über ein längeres Stück nur wenig ansteigt, dagegen τ_1 steil in die Höhe geht, zeigt, daß der Verfestigungsunterschied vollkommen zusammenbricht und sogar sein Vorzeichen umkehrt. Da sich nämlich nunmehr nur das zweite System betätigt, wird es seinerseits geschwächt gegenüber dem ersten. Infolgedessen wandert der Kristall über die Symmetrale zurück, wenn auch weniger weit als vorher in der anderen Richtung. Dort wiederholt sich das Spiel anscheinend in ähnlicher Weise ein zweites Mal. Zu einer genauen Verfolgung der zweiten Ablösung reichten die Versuche nicht mehr aus.

Das andersartige Verhalten der Kristalle mit geringerem Zinkgehalt (Ms 92 und Ms 97, Abb. 28) hängt wohl damit zusammen, daß am Wendepunkt der Schubspannungsunterschied zwischen beiden Systemen infolge der geringeren Entfernung von der Symmetralen nur klein ist. Infolgedessen beobachtet man, daß die Gleitung auf dem zweiten System nur wenig überwiegt und sich das erste System auch weiterhin in starkem Maße beteiligt. Dabei kann sich jedenfalls kein Verfestigungsunterschied mehr zwischen den beiden Systemen ausbilden. Es kommt also, wie geschildert, eine Art doppelter Gleitung entlang der Symmetralen zustande.

Das Altern von Messingkristallen. Aus den geschilderten Versuchsergebnissen haben wir schon mehrfach die Schlußfolgerung gezogen, daß die Zinkatome im Kupfergitter, obwohl sie den Gleitbeginn erschweren, nach einmal eingetretener Gleitung eine mit dem Zinkgehalt wachsende Schwächung des Gleitwiderstandes zur Folge haben. Besonders fällt es auf, daß diese Schwächung nur das wirksame Gleitsystem betrifft, also eine Störung der kubischen Symmetrie bewirkt.

Zur Erklärung dieser Erscheinung könnte man sich vorstellen, daß es nicht gleichgültig ist, wie die Zinkatome im Gitter gelagert sind. Auf Grund des hexagonalen Gitterbaues des reinen Zinks kann man sich die Zinkatome länglich, etwa mit der Symmetrie eines Rotationsellipsoides, denken. Diese könnten mit ihren Achsen im ungestörten Messingkristall ungeordnet oder aber entsprechend der kubischen Symmetrie gelagert

Digitized by Google

sein, während sie durch den Gleitvorgang in einer durch das Gleitsystem bestimmten Art und Weise gleichgerichtet werden. Ähnliche Gedanken hat auch Johansson[1] zur Erklärung der magnetischen Eigentümlichkeiten des β-Messinges entwickelt. Derartige Vorstellungen haben aber zunächst nur heuristischen Wert, da sie einstweilen in keiner Weise experimentell direkt nachprüfbar sind.

Immerhin erklärt diese Arbeitshypothese qualitativ die beobachteten Erscheinungen. Sie hat uns weiter dazu verholfen, den Alterungseffekt bei diesen Kristallen aufzufinden. Wie Abb. 29 zeigt, tritt nämlich beim Anlassen gedehnter Kristalle auf niedrige Temperaturen, ähnlich wie es vom gewöhnlichen Stahl her bekannt ist, eine neue, erhöhte Streckgrenze auf. Die Überhöhung der neuen Streckgrenze gegenüber dem allgemeinen Kurvenverlauf beträgt nach Abb. 29 maximal fast 15%. Sie ist also nicht viel kleiner als der gesamte Verfestigungsunterschied zwischen dem ersten und zweiten Gleitsystem im Augenblick der Ablösung (Abb. 26). Anschließend

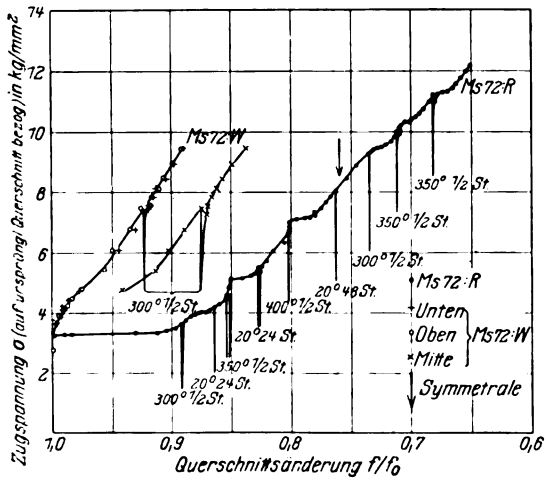


Abb. 29. Alterung von Messingkristallen.

münden allerdings — im Gegensatz zum Stahl — die Kurven wieder annähernd in die ursprüngliche Richtung ein, falls nicht schon durch Entfestigung (bei Temperaturen über 350° C) der Kurvenverlauf herabgedrückt ist. Ein Altern bei Zimmertemperatur konnte dagegen bei unseren Kristallen auch nach ein- bis zweiwöchigem Lagern nie beobachtet werden.

Wenn der Kristall die Symmetrale überschritten hat, ist ein Alterungseffekt nach Abb. 29 zwar auch vorhanden. Er zeigt jedoch, wie ein Vergleich des Kurvenverlaufs vor und nach der Symmetralen lehrt, einen anderen, viel weniger ausgeprägten Charakter. Man könnte die an der Symmetrale einsetzende Beteiligung des zweiten Gleitsystems für diese deutliche Verringerung des Effekts verantwortlich machen. Bei dem Kristall Ms 72 : *W* schließlich, bei dem sich infolge seiner Ausgangslage (Abb. 12) von Anfang an mehrere Gleitsysteme betätigten, und der infolgedessen auch einen ganz andersartigen, hochliegenden Kraftverlauf zeigt, war nach Abb. 29 ein Altern nicht nachweisbar. Ein Zusammenhang zwischen dem Altern und der durch einfache Gleitung hervorgerufenen Störung der kubischen Symmetrie dürfte demnach kaum zweifelhaft sein.

Vom Altern bei Eisen und Stahl unterscheidet sich die beschriebene Erscheinung einmal dadurch, daß Eisen bereits bei Zimmertemperatur altert; ferner tritt beim Eisen eine allgemeine Erhöhung des Kurvenverlaufs ein. Dieser letztere Unterschied legt die Erwägung nahe, ob nicht bei Eisen die Wiederherstellung der Streckgrenze und die Erhöhung des Kurvenverlaufs als zwei verschiedene Vorgänge auseinanderzuhalten sind.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die vorliegenden Untersuchungen zwar ein abgerundetes Bild des Verhaltens der untersuchten Legierungsreihe beim Zugversuch geben. Jedoch kann von einer Deutung der inneren Zusammenhänge zwischen den beobachteten, teilweise recht überraschenden Erscheinungen noch keine Rede sein. Offenbar ist es hierzu nötig, in Feinheiten des Gitterbaues einzudringen, denen gegenüber zur Zeit auch unser schärfstes Hilfsmittel, die Röntgenstrahlen, versagt. Die Erscheinungen an Messingkristallen stehen aber damit keineswegs allein. Eine Reihe von Problemen der Metallphysik krankt an der gleichen Schwierigkeit. Infolgedessen muß man sich vorläufig damit begnügen, die Erscheinungen so genau und so umfassend als möglich zu registrieren, um den Weg für die Theorie zu bahnen.

Anhang.

Die Gitterkonstanten des Kupfers und der α-Messinge. Die für die vorliegende Arbeit benötigten Werte der Gitterkonstanten wurden an gezogenen Drähten durch Debye-Scherrer-Aufnahmen mit Cu—K-Strahlung in Kameras von 70 mm Durchmesser ermittelt. Und zwar wurden die Drähte elektrolytisch so stark versilbert, bis die Silber- und die Messinglinien auf den Filmen etwa gleich stark erschienen. Die Reflexionswinkel für die Silberlinien wurden unter der Annahme einer Silbergitterkonstanten $a_{Ag} = 4{,}078$ Å[1] berechnet. Die Reflexionswinkel der Messinglinien wurden dann durch graphische Interpolation zwischen benachbarten Silberlinien ermittelt. Das Ergebnis zeigt Tabelle 5 und Abb. 30, in die auch die von anderer Seite[2] ermittelten Werte eingezeichnet sind. Da die in der Literatur angegebenen Werte der Silbergitterkonstanten verhältnismäßig gut übereinstimmen, während die Kupferwerte viel stärker schwanken, erschien eine nochmalige genaue Festlegung[3] des Verhältnisses $a_{Ag} : a_{Cu}$ erwünscht. Zwei Bestimmungen wurden in einer Präzisionskamera von 118 mm Durchmesser mit einem versilberten Elektrolytkupferdraht und einem verkupferten Elektrolytsilberdraht ausgeführt. Diese führten bei erhöhter Genauigkeit zu dem gleichen Ergebnis (siehe Tabelle 5), so daß sich die Gitterkonstante von Kupfer zu 3,609 Å, bezogen auf einen Silberwert von 4,078 Å, ergibt.

[1] C. H. Johansson: Ann. Physik 84, S. 976—1008 (1928).

[1] T. Barth u. G. Lunde: Z. phys. Chem. 121, S. 78—102 (1926).

[2] E. A. Owen u. G. D. Preston: Proc. Phys. Soc. London 36 (I), S. 49—65 (1923); A. Westgren u. G. Phragmen: Phil. Mag. (6) 50, S. 311—341 (1925).

[3] P. P. Ewald u. C. Herrmann: Z. Krist. 65 (1927); Strukturbericht 1913—1926, S. 35—38.

Digitized by Google

Tabelle 5.

Kupfergehalt		Gitterkonstante, bezogen auf Ag = 4,078 Å	
Gew.-%	Atom-%		
100	100	$3{,}608_7 \pm 0{,}0016$ $3{,}609_0 \pm 0{,}0018$	Aufnahmen in Präzisionskamera
100	100	3,608 ± 0,003 3,610 ± 0,002	
99,7	99,7	3,610 ± 0,004	
90,8	91,0	3,625 ± 0,003 3,625 ± 0,004	
71,7	72,3	3,670 ± 0,002	
63,9	64,5	3,686 ± 0,002	

In Abb. 30 sind die Werte der Gitterkonstanten nach Tabelle 3 in Abhängigkeit vom Zinkgehalt in Atomprozent aufgetragen. Innerhalb der Fehlergrenze liegen die Werte auf einer Geraden. Das gleiche gilt aber auch

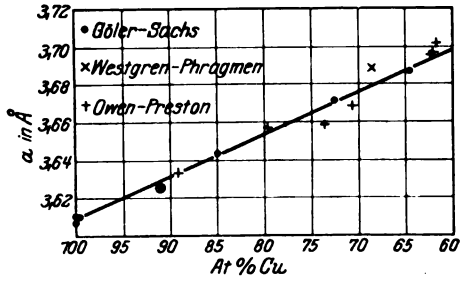


Abb. 30. Gitterkonstante von α-Messingen.

für die dritte Potenz der Gitterkonstanten, für die Atomvolumina. Jedoch wird das Kupfergitter durch den Zinkzusatz erheblich weniger aufgeweitet, als man nach der Mischungsregel aus dem Raumbedarf des einzelnen Atoms im hexagonalen Zinkgitter berechnen würde. Diese Tatsache könnte mit der erwähnten Vorstellung[1] in Verbindung gebracht werden, wonach sich die länglich gedachten Zinkatome gerichtet in das kubische Gitter einlagern.

Zusammenfassung.

Einzelne Kristalle aus Kupfer und den α-Messingen werden Zugversuchen unterworfen. Die damit verbundene Orientierungsänderung wird röntgenographisch mit einer Genauigkeit von etwa $^1/_2{}^\circ$ verfolgt. Die so bestimmte Verformung wird auf kristallographische Gleitvorgänge zurückgeführt. Auch wenn man von ganz oder nahezu hochsymmetrischen Grenzorientierungen absieht, ist immer von Anfang an eine geringe Mitwirkung anderer als des mechanisch bevorzugten Gleitsystems merkbar. Da ihre Auswirkungen jedoch kaum über die Fehlergrenze hinausgehen, kann man für den Beginn des Zugversuchs mit der einfachen Gleitvorstellung rechnen. Im einzelnen ergibt sich:

1. Alle Kristalle haben eine deutliche Streckgrenze, und zwar steigt die wirksame Schubspannung an der Streckgrenze von 0,4 kg/mm² bei Kupfer erst schnell, dann langsam bis auf 1,4 kg/mm² beim Ms 72.

2. Aus den Zugkurven ergeben sich durch Umrechnung auf kristallographische Größen anscheinend für jede Legierung einheitliche Fließkurven. Diese beginnen mit einem nur wenig ansteigenden Ast, der um so länger wird, je höher der Zinkgehalt der Kristalle ist. Der Anstieg der Kurven erfolgt beim Kupfer sofort und steil, beim Ms 72 erst nach etwa 20% Abgleitung und flacher.

3. Bei den Messingen wird das wirksame Gleitsystem weniger verfestigt als die anderen es durchkreuzenden Systeme. Infolgedessen gleiten die Kristalle noch auf dem ersten System, wenn die Schubspannung auf einem zweiten System bereits größer ist, und zwar um so länger, je mehr Zink die Kristalle enthalten.

4. Jedoch tritt schon von der Symmetralen an eine stärkere Beteiligung des zweiten Systems (zu etwa 15%) ein, bis dieses ziemlich plötzlich seinerseits den Hauptanteil der Gleitung übernimmt. Durch Kombination der Dehnungs- und Orientierungsmessungen gelingt es, das Wechselspiel der beiden Gleitsysteme für die verschiedenen Legierungen klarzustellen.

5. Der Wechsel der Gleitsysteme wird durch eine Spannungsbedingung bestimmt. Und zwar erfolgt er dann, wenn der Unterschied der Schubspannungen auf den beiden Gleitsystemen einen für jede Legierung festen Wert erreicht, der von Null bei Kupfer fast linear mit dem Zinkgehalt bis auf etwa 20% beim Ms 72 steigt.

6. Der Verlauf der Kraftkurven nach Überschreiten der Symmetralen läßt sich in die Anteile, die von den beiden Gleitsystemen herrühren, zerlegen. Das verschiedenartige Verhalten der Legierungen wird damit auf das verschiedenartige Zusammenwirken der beiden Gleitsysteme zurückgeführt.

7. Bei Kristallen aus Ms 72 wird ein Alterungseffekt aufgefunden, und seine Zusammenhänge mit den sonstigen Eigenschaften der Kristalle erörtert.

8. Im Anhang werden die Gitterkonstanten der Messinge durch Vergleichsaufnahmen mit Silber bestimmt, und zwar steigen sie linear mit dem Zinkgehalt von 3,609 Å bei Kupfer auf 3,686 Å bei Messing mit 64,5 Atom-% Cu.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaften sei für die Unterstützung der Untersuchung besonders gedankt.

[1] C. H. Johansson: Ann. Physik 84, S. 976—1008 (1928).

Digitized by Google

Wärmeeffekte bei der Dehnung von Messingkristallen.

Von **M. Masima** und **G. Sachs**[1].

Nachdem das Verhalten von Messingkristallen bei plastischer Verformung weitgehend geklärt[2] und Zusammenhänge zwischen den Gleitvorgängen und den Veränderungen physikalischer Eigenschaften aufgedeckt werden konnten[3], entstand auch die Frage nach den Wärmetönungen der einzelnen Phasen des Dehnungsvorganges.

Eine exakte Feststellung der Wärmeeffekte, welche bei der Verformung eines Körperelements entstehen, stößt auf erhebliche Schwierigkeiten, da die Kristalle gerade in den interessanten Augenblicken sich häufig ungleichmäßig dehnen. Ein aufschlußreicher Einblick läßt sich jedoch, wie die mitgeteilten Versuche zeigen, schon gewinnen, wenn in üblicher Weise die Temperaturerhöhung eines Stabes während des Dehnungsvorganges mittels eines oder mehrerer Thermoelemente verfolgt wird. Falls die durch eine schnelle kleine Dehnung (hier 1—4%) einer größeren Meßlänge (hier 45—70 mm) hervorgerufene geringe Temperatursteigerung (hier einige $^1/_{10}{}^\circ$) innerhalb kurzer und gleichbleibender Zeit (hier rund 8 Sek.) mit Hilfe eines empfindlichen Galvanometers festgestellt wird, gibt sie, wie Abb. 1 erkennen läßt, ein einigermaßen klares Bild über die Wärmeeffekte. Um freilich eine sichere Vorstellung von den eigentümlichen Wärmetönungen bei der Dehnung von Messingkristallen zu gewinnen, muß erst ein neuer Weg erschlossen werden.

Sichergestellt ist im wesentlichen der Verlauf der Wärmeentwicklung während des ersten gleichmäßigen Dehnungsstadiums nach Abb. 1. Über der wie früher als Maß der Verformung gewählten Querschnittsänderung ist der auf 1% Dehnung bezogene Galvanometerausschlag aufgetragen, der während einer kleinen Dehnungsstufe entsteht. Dieser gibt ein Maß für die in der Volumeneinheit erzeugte Wärme pro Dehnungseinheit und kann unmittelbar mit der zur Dehnung erforderlichen Last verglichen werden, die ein Maß für die dabei verbrauchte Arbeit ist.

Beim Gleitvorgang entsteht nun, wie Abb. 1 zeigt, eine Wärmemenge, die zunächst der aufgewandten Arbeit annähernd gleichläuft. Die Messungen an allen Kristallen zeigen jedoch, daß die entwickelte Wärme schneller als proportional mit der Spannung ansteigt. Dies kann nur so gedeutet werden, daß der vom Kristall aufgespeicherte, also nicht in Wärme umgesetzte Energieanteil[4] zu Beginn größer ist als im weiteren Verlauf des Gleitvorganges.

An einem bestimmten Punkte des Gleitvorganges wird weiterhin, entsprechend Abb. 1, die entwickelte Wärmemenge erheblich größer, als nach dem vorherigen Verlauf zu erwarten war. Diese Überhöhung beträgt schätzungsweise 20—30%. Da der als innere Energie aufgespeicherte Energieanteil nach den bisherigen Untersuchungen insgesamt nur 5—15% der Verformungsarbeit ausmacht, ändert sich also dann die Energiebilanz des Verformungsvorganges grundlegend. Eine Energieaufnahme dürfte nunmehr kaum noch stattfinden; es sieht vielmehr danach aus, als ob jetzt mehr Wärmeenergie entsteht, als mechanische Arbeit aufgewandt wird, als ob also durch die Verformung erhöhte innere Energie des Kristalls wieder abnimmt. Der Grund für diese plötzliche Veränderung der Wärmeentwicklung ist aus den

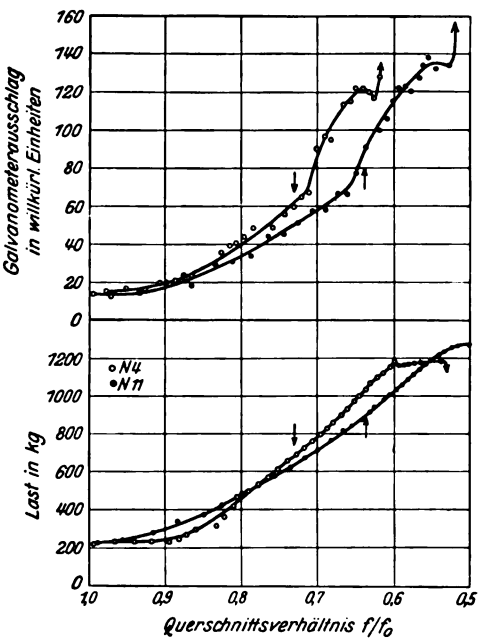


Abb. 1. Wärmeeffekte und Kraftverlauf beim Dehnen von Messingkristallen.

früheren Arbeiten schon ersichtlich[1]. Der Kristall hat dann, wie durch den Pfeil in Abb. 1 angedeutet ist, eine Lage (Symmetrale) erreicht, in der zwei Gleitsysteme geometrisch gleichberechtigt sind. Dies hat Störungen der anfänglichen einfachen Gleitung durch Gleitbewegungen auf dem zweiten System zur Folge. In den Lastkurven (Abb. 1) macht sich dieser Vorgang nicht bemerkbar. Dagegen hat er einen maßgebenden Einfluß auf die Veränderung physikalischer Eigenschaften[2].

Plötzliche Wärmeentwicklungen, die teilweise einen hohen Betrag erreichten, wurden ferner stets festgestellt, wenn der Gleitvorgang von einem Gleitsystem auf ein anderes überging. In den Lastkurven (Abb. 1) entspricht dem ersten Wechsel dieser Art der scharfe Knick, dem meist Lastabfall folgt. Wegen der damit verbundenen Ungleichmäßigkeit in der Dehnung ist die zahlenmäßige Auswertung der Messungen nicht ganz sicher. Schließlich scheint auch noch der Beginn des Gleitens mit einer stärkeren Wärmeentwicklung verbunden zu sein als der weitere Fortgang. Bei mehreren Kristallen wurde bei Überschreitung der mit Abkühlung verbundenen elastischen

[1] Original: Z. Phys. 56, S. 394—396 (1929).

[2] G. Sachs u. H. Shoji: Z. Phys. 45, S. 776—796 (1927); M. Masima u. G. Sachs: ebenda 50, S. 161—186 (1928); Frhr. v. Göler u. G. Sachs: ebenda 55, S. 581—620 (1929).

[3] M. Masima u. G. Sachs: ebenda 51, S. 321—327 (1928); 54, S. 666—673 (1929).

[4] W. Hort: Z. V. d. I. 45, S. 1831—1837 (1906); Forsch.-Arb.-Ing. H. 41, S. 1—53 (1907); W. S. Farren u. G. J. Taylor: Proc. Roy. Soc. (A) 107, S. 422—451 (1925).

[1] Frhr. v. Göler u. G. Sachs: a. a. O.

[2] M. Masima u. G. Sachs: a. a. O.

Digitized by Google

Beanspruchung[1] eine auffallend starke Temperaturerhöhung festgestellt, die allerdings ebenfalls wegen der geringen und häufig ungleichmäßigen Dehnung nicht ganz gesichert ist.

Die hier mitgeteilten Versuchsergebnisse lassen jedenfalls erkennen, daß die Energiebilanz der Deformationsvorgänge bei Kristallen einen sehr eigentümlichen Charakter hat. Während die reine Gleitung auf einer Kristallfläche mit einer Aufspeicherung von Energie im Gitter verbunden ist, hat anscheinend jede Veränderung im Gleitmechanismus eine Verringerung der inneren Energie zur Folge. Die bisherigen Versuche an Messingkristallen deuten auch darauf hin, daß damit eine Verringerung oder ein verlangsamter Anstieg der Kristallverfestigung verbunden ist[1].

[1] E. Rasch: Sitzungsber. d. Kgl. Preuß. Akad. Wiss. 1908. S. 210—220; Mitt. Int. Verb. Mat.-Prüf. 1, Ber. VII, 3 (1909); T. R. Lawson u. J. A. Capp: ebenda 2, Ber. IX, 8 (1922) II.

[1] Frhr. v. Göler und G. Sachs: a. a. O.

Über die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Kadmiumkristallen.

Von **W. Boas** und **E. Schmid**[1].

Der Beginn plastischer Dehnung von Cd-Kristallen wird im Temperaturbereich von 20° K bis zum Schmelzpunkt untersucht. Die kritische Schubspannung des Translationssystems fällt zunächst linear mit steigender Temperatur und bleibt von etwa 140° unterhalb des Schmelzpunktes bis zu diesem konstant.

Untersuchungen der plastischen Deformation von Zink- und Kadmiumkristallen bei extrem tiefen Temperaturen hatten den „athermischen" Charakter der Kristallplastizität besonders scharf hervortreten lassen[2]. Diese Art der plastischen Formänderung von Kristallen ist durch eine außerordentlich niedrige Streckgrenze (ca. 0,001 der gittertheoretischen), die von der Belastungsgeschwindigkeit und der Temperatur nur wenig abhängig ist, gekennzeichnet. Im Grenzfall tiefer Temperaturen erfolgt auch die weitere Dehnung, die mit erheblicher Verfestigung verbunden ist, nach einer von Dehnungsgeschwindigkeit und Temperatur unabhängigen Dehnungskurve. Ein theoretisches Verständnis dieser Art von Deformation liegt heute noch keineswegs vor; die Bereitstellung weiterer experimenteller Tatsachen soll zunächst zu ihrer erneuten Prüfung führen und die Anbahnung ihrer Deutung erleichtern.

In der vorliegenden Arbeit ist die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Cd-Kristallen in einem möglichst ausgedehnten Temperaturbereich (flüssiger Wasserstoff bis Schmelzpunkt) untersucht. Diese Schubspannung ist ja die Größe, die den Beginn der athermischen Deformation bestimmt.

Eine ähnliche Untersuchung war bereits früher an Bi-Kristallen durchgeführt worden[3]. Es hatte sich ergeben, daß von 20° bis 200° C die kritische Schubspannung linear auf etwa die Hälfte absinkt, dann aber bis in unmittelbare Nähe des Schmelzpunktes konstant bleibt. Während diese Versuche an einem Schopperschen Festigkeitsprüfer ausgeführt worden waren, sind die jetzt vorliegenden mit einem viel empfindlicheren Fadendehnungsapparat nach M. Polanyi[4] durchgeführt worden, der so abgeändert war, daß der Kristall samt den beiden Fassungen in ein Dewargefäß oder in ein Ölbad, das durch einen elektrischen Ofen geheizt wurde, gebracht werden konnte.

Als Versuchungsmaterial dienten aus der Schmelze gezogene Kristalle (Ziehgeschwindigkeit 5—10 cm pro Stunde), von denen Stücke bei Zimmertemperatur bereits in einer früheren Arbeit untersucht waren[1]. Für Orientierungs- und Querschnittsbestimmung gilt das dort Gesagte; die Einspannlänge betrug 15—20 mm, die Senkungsgeschwindigkeit der Mikrometerschraube ≈0,0014 mm/sek. Die Temperatur des Ölbades wurde auf ±1° konstant gehalten. Die Bestimmung der Streckgrenze erfolgte wie früher aus den Anfangsteilen der

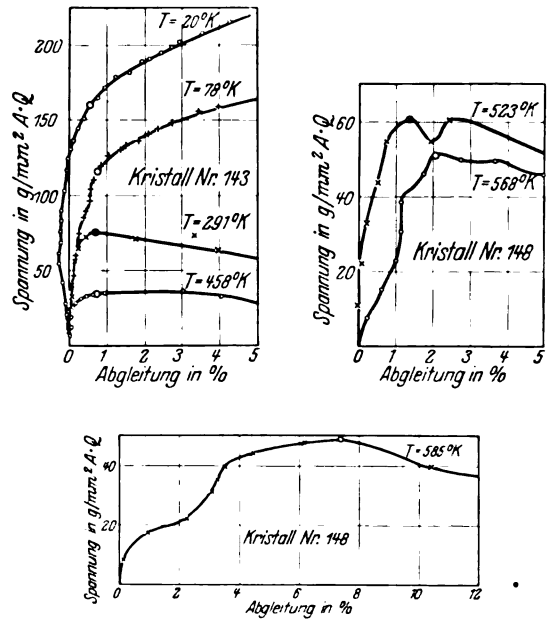


Abb. 1. Charakteristische Anfangsteile der Dehnungskurven von Cd-Kristallen bei verschiedenen Temperaturen. Die als Streckgrenzen benutzten Spannungswerte sind durch o hervorgehoben.

Dehnungskurven, die in den Koordinaten Abgleitung und Spannung gezeichnet wurden. Die Schärfe dieser Bestimmung ist bei den verschiedenen Temperaturen keineswegs gleich. In Abb. 1 sind als Beispiele eine Reihe solcher Anfänge von Dehnungskurven wiedergegeben und die daraus als Streckgrenze entnommenen Spannungswerte hervorgehoben. Bei den tiefen Temperaturen breitet sich wegen der starken Verfestigung die an der schwächsten Stelle einsetzende Dehnung alsbald

[1] Original: Z. Phys. 57, S. 575 (1929).
[2] M. Polanyi u. E. Schmid: Naturwiss. 17, S. 301 (1929).
[3] M. Georgieff u. E. Schmid: Z. Phys. 36, S. 759 (1926).
[4] M. Polanyi: Z. techn. Phys. **6**, S. 121 (1925).

[1] W. Boas u. E. Schmid: Z. Phys. 54, S. 16 (1929). (Im folgenden mit l. c. bezeichnet.)

Digitized by Google

über den ganzen Kristall aus (weder Einschnürung noch Lastabfall, Translationsstreifung an der ganzen Länge erkennbar), während bei höheren Temperaturen erst nach größeren lokalen Abgleitungen (die vorwiegend den Lastabfall bedingen) die zur Ausbreitung der Translation notwendige Spannung erreicht wird (vgl. Abb. 2). Bei Temperaturen nahe dem Schmelzpunkt (594° K) prägt sich die Einschnürung in der Regel wieder weniger stark aus; der Abfall der Last tritt hier erst im Anschluß an eine größere mit Lastanstieg verbundene Dehnung auf.

In einzelnen Fällen beobachteten wir bei den beiden höchsten Temperaturen (26° und 9° unterhalb des

a b

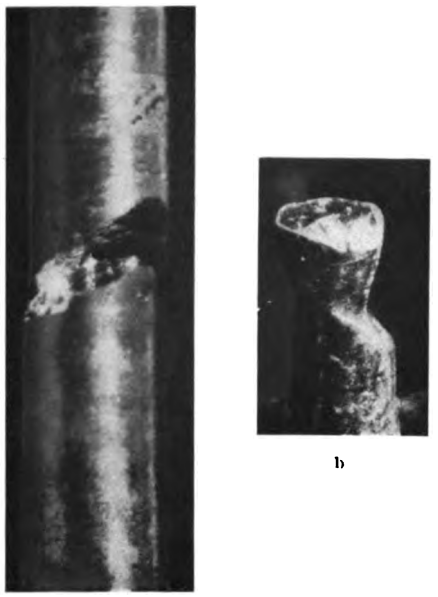
Abb. 2. Beginn der Translation von Cd-Kristallen.
a) bei 458° K; $v = 15$. b) bei 523° K; $v = 10$.

Schmelzpunktes) entweder ohne oder nach geringer vorangegangener Translation Zerreißen des Kristalls. In Abb. 3 sind solche Reißstellen dargestellt. Es handelt sich dabei keineswegs um eine glatte Trennung längs einer Kristallfläche; der Bruch ist muschelig und entsteht durch allmähliches Aufreißen des Kristalls[1]. Die Vermutung, daß es sich bei dieser Erscheinung um eine Folge vorangegangener Rekristallisation handelt (Korngrenzenbruch), konnte nicht bestätigt werden. Nur in einem Fall fiel der Riß teilweise mit einer Korngrenze zusammen[2]. Banales Zerreißen mit ungefähr quer-

[1] Das gelegentlich die Basisfläche als Spaltfläche auftritt, wurde von F. C. M. u. E. Schmid kürzlich am Warmbruch polykristalliner Gußproben beobachtet. [Z. Metallkunde, 21, S. 286. 1929.]

[2] Und auch hier bleibt noch die Möglichkeit offen, daß die Rekristallisation erst nach erfolgter Rißbildung eintrat.

verlaufender Bruchstelle tritt demnach bei hohen Temperaturen als neuer Mechanismus der plastischen Deformation von Cd-Kristallen auf.



a b

Abb. 3. Reißstellen nahe dem Schmelzpunkt gedehnter Cd-Kristalle.
a) bei 585° K; Kristall noch nicht völlig durchgerissen; $v = 15$.
b) bei 568° K; Lokale Basistranslation und banaler Bruch; $v = 13$.

Eine die Bestimmung der Streckgrenzen störende Rekristallisation war bei unseren Versuchen nicht zu bemerken. Stets ließ sich die Deformation als Basistranslation im ursprünglichen Kristall feststellen[1].

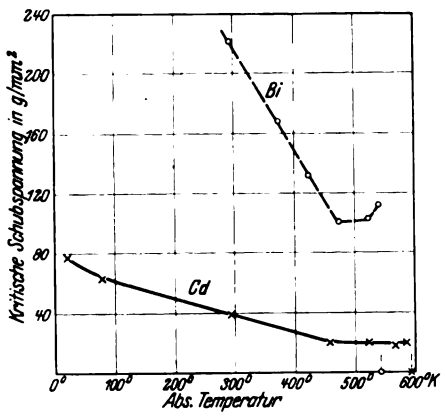


Abb. 4. Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Metallkristallen.

Die Ergebnisse der bei verschiedenen Temperaturen (zwischen 20° K und 585° K) durchgeführten Messungen sind in Tabelle 1 zusammengestellt; eine graphische Darstellung der erhaltenen Mittelwerte gibt Abb. 4, in der als Ergänzung auch die früher an Bi-Kristallen beobachteten Werte eingezeichnet sind. Man sieht, daß in beiden Fällen für ein ausgedehntes Temperaturgebiet

[1] Die einzige Ausnahme bildete Kristall Nr. 153, in dem die Basis 4°, 9 mit der Längsrichtung einschloß. Hier trat bei hohen Temperaturen die Dehnung immer in unmittelbarer Nähe der Einspannungen auf. Ätzung ergab, daß es sich dabei um durch Rekristallisation neu entstandene Körner handelte, die sich als Folge der bei der Einspannung unvermeidlichen und hier wegen der ungünstigen Orientierung besonders großen Deformation des Ausgangskristalls gebildet hatten.

Digitized by Google

Tabelle 1. Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Cd-Kristallen.

Kristall Nr.	Winkel zwischen Zugrichtung u. Basisfläche (χ_0)	Kritische Schubspannung (g/mm²) der Basis bei 20° K	78° K	291° K[1]	458° K	523° K	568° K	585° K
144	44,8	—	60,7 55,8	48,4	22,4 19,0	—	—	—
143	53,5	76,5 86,0	64,4 62,0	34,0	14,8 16,2	—	—	—
141	65,7	67,5 69,2	—	39,8	—	—	17,3	—
150	67,7	—	53,7 65,5 60,4	32,9	—	—	—	—
149[2]	68,0	—	—	38,6	19,0 23,5	—	22,5 15,8 18,5	23,8 >15,4[3]
148	68,6	—	—	37,2	—	20,0	16,9 20,7	15,9 15,0
152	71,8	71,2 81,6	—	37,3	—	—	15,2 16,6 17,5	21,7 15,8 >18,7
147	72,4	—	—	38,7	—	15,9 21,4 21,1	—	—
155	74,8	—	—	33,7	—	16,2 25,7 23,2	—	23,8 25,5
154	78,5	—	80,5 71,0 62,3	35,3	25,9 22,6	—	—	—
151	79,0	89,0 80,9	—	48,1	—	—	20,0	—
Mittelwerte:		77,7	63,6	39,7	20,4	20,5	18,1	20,2

ein lineares Absinken der kritischen Schubspannung mit der Temperatur erfolgt. In beiden Fällen schließt sich sodann ungefähre Konstanz der Schubspannung bis in die Nähe des Schmelzpunktes an[4]. Ob bei extrem tiefen Temperaturen die Steilheit der Kurve weiter zunimmt, kann aus dem für Cd-Kristalle bei 20° K gültigen Wert noch nicht entschieden werden[1]. Daß das lineare Absinken der Schubspannung zumindest bei Cd nicht durch eine Temperwirkung zu erklären ist, geht aus unseren früheren Versuchen (l. c.) deutlich hervor, die auch bei 548° K nach Glühzeiten von 16 Stunden noch keine Abnahme der Schubfestigkeit ergeben haben.

Mit den erhaltenen Ergebnissen über die Temperaturabhängigkeit der Schubfestigkeit läßt sich auch zu einer Frage Stellung nehmen, die sich kürzlich bei der Erörterung der Fließbedingungen für Kristalle ergeben hat[2]. Es war gezeigt worden, daß in den bisher quantitativ untersuchten Fällen das Gesetz konstanter Schubspannung identisch ist mit einem Gesetz konstanter elastischer Schiebung im Translationssystem. Daraus entstand die Frage, ob sich die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung unter Annahme einer konstant bleibenden kritischen Schiebung lediglich aus der Änderung der elastischen Konstanten mit der Temperatur erklären läßt. Herr Dr. E. Goens hatte die große Liebenswürdigkeit, den Temperaturkoeffizienten von s_{44}, auf den es hier ausschließlich ankommt, für Cd im Bereich zwischen 20° K und Zimmertemperatur zu untersuchen. Die auf Grund seiner Messungen mit Hilfe der beobachteten Schubspannungen berechneten Schiebungswerte sind in Tabelle 2 verzeichnet.

Tabelle 2. Kritische Schubspannung und Schiebung von Cd-Kristallen.

Temperatur ° K	Schubspannung g/mm²	Schiebung
20	77,7	$3{,}18 \cdot 10^{-5}$
78	63,6	2,75
291	39,7	1,94

Es ergibt sich, daß die Temperaturabhängigkeit von s_{44} viel zu gering ist, um die beobachtete Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung auf Grund einer konstanten kritischen Schiebung zu erklären.

Herrn Dr. W. Meißner sagen wir für die uns gewährte Gastfreundschaft im Kältelaboratorium der P.T.-Reichsanstalt herzlichen Dank. Desgleichen sind wir der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, die uns bei der Durchführung dieser Arbeit weitgehend unterstützte, zu großem Dank verpflichtet.

[1] Die in dieser Spalte enthaltenen Zahlen stellen Mittelwerte aus den früheren Bestimmungen dar (l. c.).

[2] Dieser Kristall ist in der früheren Arbeit noch nicht untersucht worden. Der die Exzentrizität der Translationsrichtung bestimmende Winkel $\varkappa$ beträgt 14,5°.

[3] Ein >-Zeichen bedeutet, daß hier Zerreißen des Kristalls vor Erreichung der Streckgrenze erfolgte.

[4] Stetiger Abfall auf den Wert 0 im Schmelzpunkt, wie ihn A. Joffé [Proc. Int. Congr. Appl. Mech. Delft (1924), S. 64] für die Elastizitätsgrenze von Steinsalz- und Al- und Mg-Kristallen angibt, konnte somit wie früher an Bi so auch an Cd nicht gefunden werden.

[1] Aus einigen von M. Polanyi u. E. Schmid (l. c.) mitgeteilten Werten scheint auch für Zn-Kristalle ein steilerer Anstieg unterhalb 78° K vorzuliegen. Die in derselben Arbeit für Cd-Kristalle und die Temperaturen 20° K und 78° K angegebenen Schubspannungen fallen in den Streubereich unserer Beobachtungen.

[2] W. Boas u. E. Schmid: Z. Phys. 56, S. 516 (1929).

Festigkeit und Plastizität von Steinsalzkristallen.

Von **E. Schmid** und **O. Vaupel**[1].

Systematische Untersuchungen der Festigkeitseigenschaften von Steinsalzkristallen reichen bis über 60 Jahre zurück[2]. In der letzten Zeit haben derartige Versuche besonders dadurch wieder an Interesse gewonnen, daß sie am Beispiel eines besonders einfachen Vertreters der Ionenkristalle gezeigt haben, daß die experimentell gefundene Festigkeit auch nicht annähernd mit der nach der Bornschen Gittertheorie (von Zwicky) berechneten übereinstimmt. Eine Lösung dieses Widerspruches schien

[1] Original: Z. Phys. 56, S. 308 (1929).

[2] L. Sohncke: Pogg. Ann. 137, S. 177 (1869); A. Sella u. W. Voigt: Ann. Physik 48, S. 636 (1893).

Digitized by Google

eine Entdeckung zu bieten, die von Joffé[1] an unter Wasser zerrissenem Steinsalz gemacht wurde. Es zeigte sich nämlich, daß bei dieser Versuchsausführung Festigkeitswerte erreicht werden, die sich dem hohen theoretischen Wert sehr annähern (Joffé-Effekt) und den Schluß nahelegen, daß die unter gewöhnlichen Verhältnissen beobachtete niedrige Festigkeit durch oberflächliche Fehlstellen (Risse), die durch die Wirkung des Wassers beseitigt werden, bedingt ist. Diese ursprünglich von A. Joffé gegebene Erklärung hat jedoch keine allseitige Zustimmung gefunden. Insbesondere sieht M. Polanyi[2] auf Grund von Versuchen als Ursache des Joffé-Effektes eine „Reißverfestigung" zufolge erhöhter Plastizität der Kristalle unter Wasser an. Ein experimenteller Beitrag zur Bewertung dieser beiden Deutungen der Verfestigung von Steinsalz unter Wasser schien uns auf Grund der Untersuchung der Orientierungsabhängigkeit dieser Verfestigung möglich. Über die diesbezüglichen Versuche und die experimentelle Bearbeitung einiger weiterer sich dabei ergebender Fragen, die die Plastizität und Festigkeit der Kristalle betreffen, wird im nachfolgenden berichtet.

I. Orientierungsabhängigkeit der Zerreißfestigkeit.

Untersuchungen über die Orientierungsabhängigkeit der Zerreißfestigkeit von Steinsalzkristallen sind wiederholt durchgeführt worden[3]. Die ursprüngliche Sohnckesche Ansicht, daß das Zerreißen an die Erreichung einer bestimmten Normalspannung senkrecht zur Würfelfläche (die bei allen Orientierungen als Reißfläche auftritt) gebunden ist, war von W. Voigt wegen des von ihm gemeinsam mit A. Sella beobachteten Einflusses der kristallographischen Natur der Seitenflächen der Zerreißstäbchen abgelehnt worden[4].

Unsere eigenen Versuche über diese Frage wurden an kreiszylindrisch abgedrehten Stäbchen (3,5 mm Durchm.) ausgeführt, die in Richtung von Würfelkante, Flächendiagonale, Raumdiagonale und einer [112]-Richtung aus einem größeren Kristallstück (F) entnommen waren. Die Belastung der genau zentrisch in Fassungen gekitteten Stäbchen erfolgte durch vorsichtiges Zufließenlassen von Schrot. Die erhaltenen Festigkeitswerte sind in Tabelle 1 zusammengestellt, die zum Vergleich auch Streubereich und Mittelwert der Sohnckeschen Messungen enthält. Trifft die Sohnckesche Annahme zu, so ist die Festigkeit (Z) eines beliebig orientierten Steinsalzkristalles durch den Ausdruck $Z = \frac{N}{\sin^2 \chi}$ gegeben, worin N die (konstante) Normalfestigkeit einer

Tabelle 1. Zerreißfestigkeit von Steinsalzkristallen in verschiedenen Richtungen[1].

	Z in g/mm² parallel			
	[100]	[110]	[111]	[112]
	445	871	1335	840
	378	1020	1416	888
	393	915	1515	777
	360	857	~1450	1092
	456	—	—	—
	377	—	—	—
	403	—	—	—
	444	—	—	—
	410	—	—	—
Mittelwerte	407	916	1429	899
Sohnckes Vers.	508—652	888—1400	1056—1573	—
Mittelwerte	585	1164	1255	—

Würfelfläche, χ der Winkel zwischen Längs-(Zug-)Richtung und querstliegender Würfelfläche ist. Aus dieser Beziehung folgt, daß sich die Zerreißfestigkeiten in Richtung einer Würfelkante, Flächendiagonale und Raumdiagonale wie 1:2:3 verhalten sollten. In der Tat ergeben unsere Versuche ein Verhältnis 1:2,24:3,32, wenn man die Höchstwerte, 1:2,22:3,51, wenn man die Mittelwerte der Zerreißfestigkeiten zugrunde legt. Bei der großen Streuung, die den Messungen der Festigkeit von Steinsalzkristallen anhaftet, kann diese Übereinstimmung als befriedigend angesehen werden[2]. Auffälligerweise fügen sich die für die [112]-Richtung erhaltenen Festigkeitswerte nicht ein. Während auf Grund des Normalspannungsgesetzes in dieser Richtung die Festigkeit das 1,5fache der in der Würfelkante herrschenden sein sollte, beobachteten wir durchweg etwa den doppelten Wert. Eine Erklärung für diese Unstimmigkeit können wir nicht geben. Trotz dieses Befundes glauben wir, daß die Orientierungsabhängigkeit der Festigkeit von Steinsalzkristallen im wesentlichen — im Sinne Sohnckes — durch das Normalspannungsgesetz geregelt ist[3]. Ein dementsprechend gebautes Modell, das anschaulich die Änderung der Festigkeit mit der Orientierung darstellt, ist in Abb. 1 wiedergegeben; Abb. 2 stellt seine Schnitte mit einer Würfel- und Dodekaederfläche dar[4].

II. Die Translation.

Die plastische Dehnung von Steinsalzkristallen geht durch Translation nach den Dodekaederflächen in Rich-

[1] A. Joffé, M. W. Kirpitschewa u. M. A. Lewitzky: Z. Phys. 22, S. 286 (1924).

[2] W. Ewald u. M. Polanyi: ebenda 28, S. 29 (1924); M. Polanyi: Naturwissensch. 16, S. 1043 (1928).

[3] Siehe Anm. 2, S. 130.

[4] Daß auch die Versuche von W. Voigt und A. Sella dem Bestehen einer Grenznormalspannung nicht widersprechen, ist bereits früher gezeigt worden. (E. Schmid: Proc. int. Congr. appl. Mech. Delft 1924, S. 342). Die Tatsache, daß die Natur der Seitenflächen von Einfluß auf die Größe dieser Normalspannung ist, möchten wir auf Verfestigung durch die mechanische Bearbeitung bei der Herstellung der Stäbchen zurückführen [vgl. auch M. Polanyi: Z. Elektrochem. 28, S. 16 (1921)].

[1] Die Tabelle enthält nur die Ergebnisse von Versuchen, bei denen das Zerreißen einwandfrei außerhalb der Fassungen und Kittstellen erfolgte.

[2] Die bei Sohncke erheblich zu niedrig liegenden Festigkeitswerte in der (111]-Richtung sind möglicherweise außer auf die von ihm selbst erörterten Fehlerquellen auch auf Verschiedenheit des Ausgangsmaterials zurückzuführen.

[3] Insbesondere zeigt die elastizitätstheoretische Berechnung (vgl. hierzu eine demnächst erscheinende Arbeit von W. Boas und dem einen von uns), daß die Annahme einer kritischen Dilatation senkrecht zur Reißfläche die Versuchsergebnisse erheblich schlechter beschreibt. Die Zerreißfestigkeiten parallel [100], [112], [110] und [111] würden sich hiernach wie 1 : 1,69 : 2,57 : 5,30 verhalten.

[4] Dieser Festigkeitskörper stellt für alle kubischen Kristalle, die nach (100) unter Gültigkeit des Normalspannungsgesetzes zerreißen, die Orientierungsabhängigkeit der Festigkeit dar.

Digitized by Google

tung der Würfelflächendiagonalen vor sich. Bei erhöhter Temperatur (über 100° C) kommt nach G. Tammann und W. Salge die Oktaederfläche als neue Translationsfläche hinzu[1].

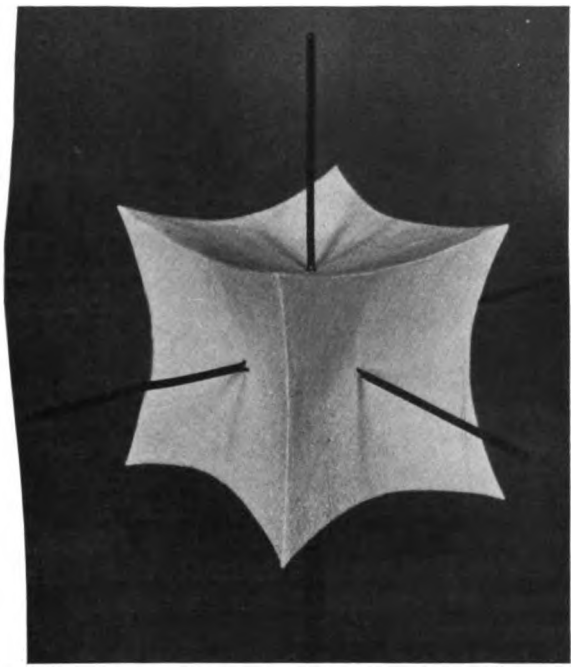


Abb. 1. Festigkeitskörper von Steinsalzkristallen.

Beim trockenen Zerreißversuch bei gewöhnlicher Temperatur tritt im allgemeinen die Plastizität jedoch gar nicht in Erscheinung: der Kristall zerreißt nach einer Würfelfläche, ohne die Elastizitätsgrenze erreicht zu haben. Bei hochgetemperten Kristallen dagegen konnte schon von W. Obreimow und L. W. Schubnikoff auch bei gewöhnlicher Temperatur im Zugversuch deutliche Translation nach (110) beobachtet werden[2]. Die ersten Abgleitungen traten bei Spannungen von 70 bis 80 g/mm² auf. Über die Orientierungsabhängigkeit dieser zu plastischer Verformung führenden Spannung wissen wir heute noch wenig[3]. Insbesondere wissen wir nicht mit Sicherheit, ob es ausschließlich auf die Erreichung einer kritischen Schubspannung im Translationssystem ankommt (in Übereinstimmung mit dem an der Streckgrenze von Metallkristallen herrschenden Schubspannungsgesetz), oder ob auch der Normalkomponente auf die Translationsfläche ein Einfluß zukommt[4]. Für den

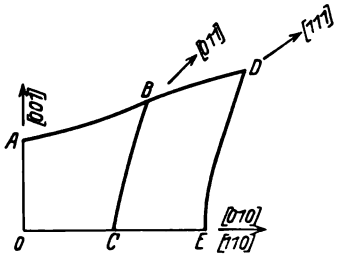


Abb. 2. Schnitte des Festigkeitskörpers.
OABCO Schnitt mit (100).
OADEO Schnitt mit (110).

Fall der Gültigkeit des einfachen Schubspannungsgesetzes ist in Abb. 3 durch den Schnitt eines „Fließgefahrkörpers" mit Würfel- und Dodekaederfläche die Orientierungsabhängigkeit der die Translation einleitenden Spannung dargestellt. Hierzu ist zunächst zu bemerken, daß

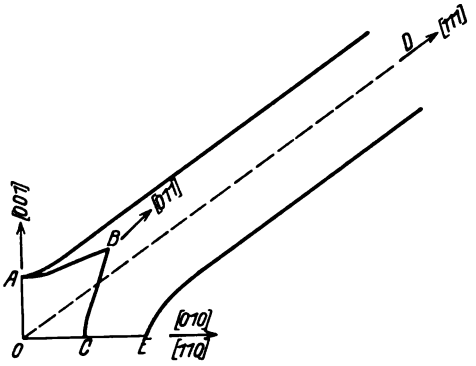


Abb. 3. Schnitte des Fließgefahrkörpers kubischer Kristalle mit $T=(101)$, $t=[101]$. (Steinsalz.)
OABCO Schnitt mit (100), *OADEO* Schnitt mit (110).

bei Wirksamkeit der Dodekaedertranslation ($T=(101)$, $t=[101]$) stets in mindestens zwei Systemen die gleiche Schubkomponente wirkt, keine Orientierung also zu einfacher Translation führt[1]. Weiterhin ergibt sich, daß eine Zugkraft in Richtung einer Raumdiagonalen in

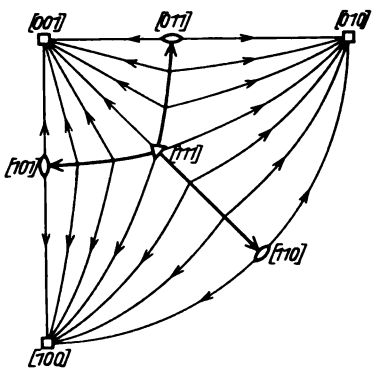


Abb. 4. Schema der Gitterdrehung bei der Translation kubischer Kristalle nach $T=(101)$, $t=[101]$.
□ Stabile Endlage, ⊃ labile Lage (Dehnung nach vier Translationssystemen), △ undehnbare Lage.

keinem Dodekaedertranslationssystem eine von Null verschiedene Schubkomponente erzeugt. Ein in der [111]-Richtung belasteter Kristall kann somit keinerlei plastische Dehnung durch Translation nach (101) geben[2]. Bei

[1] G. Tammann u. W. Salge: Neues Jahrb. f. Min. (Beil.-Bd.) 57, S. 117 (1927).

[2] W. Obreimow u. L. W. Schubnikoff: Z. Phys. **41**, S. 907 (1927).

[3] Vgl. hierzu A. Joffé, M. W. Kirpitschewa u. M. A. Lewitzky: l. c.

[4] Vgl. hierzu G. Tammann u. W. Salge, l. c.

[1] Die Ursache davon ist, daß eine Translationsrichtung (t) gleichzeitig die Normale einer Translationsfläche (T) ist und daher in dem zur Berechnung der Schubkomponente dienenden Produkt $\cos\lambda\cos\varrho$ (λ bzw. ϱ Winkel zwischen Zugrichtung und t bzw. Lot auf T) λ und ϱ ihre Bedeutung vertauschen können.

[2] Ein Schema der Gitterdrehung im Verlauf der Translation nach $T=(101)$ und $t=[101]$ ist in Abb. 4 gegeben. Als stabile Endlagen erweisen sich die Würfelkanten. Ein Vergleich dieses Ergebnisses mit der Erfahrung kann heute noch nicht durchgeführt werden. Die Endlage weitgehend gedehnter Kristalle ist noch unbekannt und auch über die Zugtextur vielkristallinen Materials liegen bisher keinerlei Angaben vor. Deutlich faserstruiertes natürliches Salz, das wir der Freundlichkeit der Herren Geh.-Rat Dr.-Ing. E. Seidl und Bergrat Dr. W. Fulda verdanken, zeigte im Röntgenbild keinerlei

Digitized by Google

Oktaedertranslation hingegen sind keine „undehnbaren" Orientierungen vorhanden. Die auf Grund des Schubspannungsgesetzes geltenden Verhältnisse sind bereits ausführlich diskutiert[1].

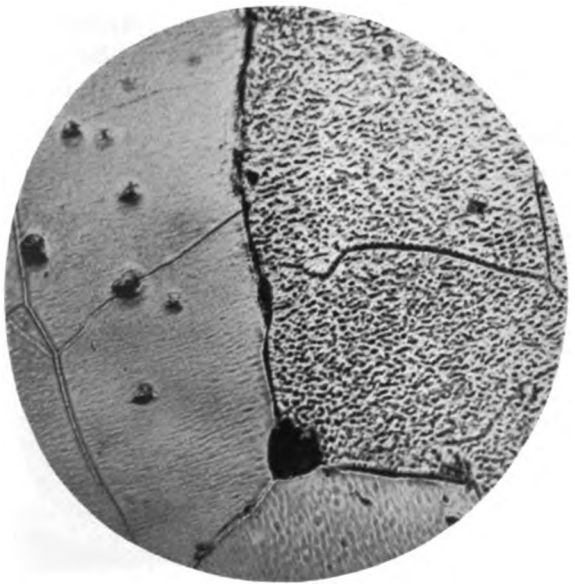


Abb. 5. Geätzter Schliff faserstruierten natürlichen Steinsalzes. $v = 330$. Reste alter Korngrenzen in einheitlich reflektierenden Kristallen.

III. Bedeutung von Glühen für Plastizität und Festigkeit.

W. Obreimow und L. W. Schubnikoff haben die große Bedeutung von Temperung für die Plastizität von Steinsalzkristallen beschrieben[2]. Erst nach dreitägiger Glühung bei etwa 650° C ergaben sich definierte Spannungswerte (70—80 g/mm²) am Beginn der optisch nachgewiesenen Translation. Die Bruchfestigkeit im Biegungsversuch zeigt nach den Versuchen von M. Polanyi und G. Sachs nach bereits einstündiger Temperung eine Abnahme um über 50%[3].

Unsere eigenen Versuche, in denen die plastische Dehnung der Kristalle durch direkte mikroskopische Messung verfolgt wurde, stellen eine volle Bestätigung dieser Befunde dar. Die von uns benutzte Versuchsanordnung ist in Abb. 6 skizziert. Der Kristall K ist zentrisch in die Fassungen Fo und Fu eingekittet. Fo ruht mit einer Stahlspitze Sp auf einem an dem festgelagerten Stabe St befestigten Bügel B_1. Auf die untere Fassung Fu ist ein Messinggefäß M mit Glaszylinder G aufgeschraubt, das bei den Bewässerungsversuchen zur Aufnahme des Wassers dient. Die Belastung erfolgt mittels eines Schwimmkörpers Sk und Hebelübertragung. Zur Bestimmung der Dehnung war vor der unteren Fassung ein Meßmikroskop fest montiert, mit dem eine am Messinggefäß angebrachte Marke anvisiert wurde[4].

Anhalt für eine geregelte Textur. Das mikroskopische Bild (Abb. 5) ergibt, daß es sich hier um bereits rekristallisiertes Material handelt.

[1] Vgl. z. B. E. Schmid: Z. Metallkunde 19, S. 154 (1927).

[2] W. Obreimow u. L. W. Schubikoff: l. c.

[3] M. Polanyi u. G. Sachs: Z. Phys. 33, S. 692 (1925).

[4] Ersatz des Kristalls durch einen (bei den benutzten Belastungen praktisch undehnbaren) Metallstab lieferte die zur Korrektur der Dehnung erforderliche Kenntnis der Durchbiegung der Apparatur als Funktion der Last.

Die zur Untersuchung der Temperwirkung benutzten Stäbchen waren alle aus demselben Kristallblock (C) hergestellt. Ein Teil von ihnen wurde der Glühbehandlung wie bei W. Obreimow und L. W. Schubnikoff (3 Tage bei etwa 600° C) unterworfen. Mikroskopische Prüfung nach der Glühung ließ keinerlei Schädigung der Kristalle erkennen. Die Oberfläche wies einen schönen seidigen Glanz auf; die Zähligkeit der Stäbchenachse war durch auftretende Intensitätsmaxima bei paralleler Beleuchtung scharf erkennbar. Der Durchmesser der Kristallstäbchen zeigte nach der Glühung eine in der Regel etwa 1% betragende Abnahme.

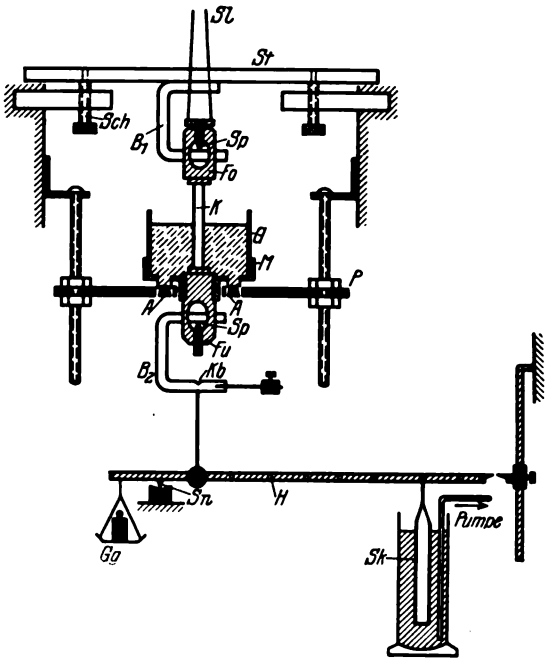


Abb. 6. Schema der Versuchsanordnung.

In Abb. 7 sind die mit ungeglühten und geglühten Stäbchen (parallel [100]) aufgenommenen Dehnungskurven wiedergegeben. Bei den getemperten Stäbchen beobachteten wir Dehnungen bis zu 2%; die Dehnungskurven der ungetemperten Kristalle fallen mit der Spannungsachse zusammen[1]. An den gedehnten getemperten Stäben konnten deutlich zuweilen mehrere Scharen von

Tabelle 2. Einfluß von Temperung auf Festigkeit und Plastizität von Steinsalzkristallen.

Nicht getempert		Getempert 3 Tage, 600° C		
Zerreißfestigkeit g/mm²	Dehnung %	Beginn plastischer Dehnung g/mm²	Zerreißfestigkeit g/mm²	Dehnung %
445	(0,94)	70—80	194	2,07
420	0,05	~100	205	0,95
420	(0,26)	~120	228	1,37
378	0,09	—	191	0,05
439	0,08	~ 70	190	0,92
439	0,13	-	185	1,09
423			**199**	
Mittelwert			Mittelwert	

[1] Zwei herausfallende Kurven, in denen scheinbar Dehnung auftrat (0,94 und 0,26%), sind ersichtlich durch Versuchsfehler gefälscht.

Digitized by Google

Translationsstreifen (parallel Dodekaederebenen) beobachtet werden. Die Zerreißfestigkeit der Kristalle ist durch die Temperung — trotz der dem Zerreißen nun vorangehenden Translation — auf die Hälfte gesunken. Zum Unterschied von den nicht getemperten Kristallen waren an den Reißstücken mehrfach (tiefe) Anrisse nach der Würfelfläche zu beobachten. Tabelle 2 gibt die Ergebnisse der Zerreißversuche auch zahlenmäßig wieder.

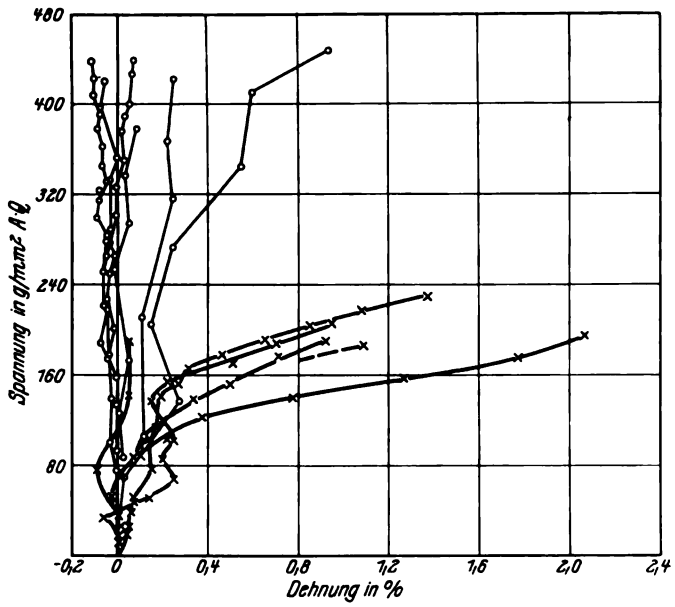


Abb. 7. Dehnungskurven von Steinsalzkristallen.
o Nicht getempert. × drei Tage bei etwa 600° C getempert.

Über die Untersuchung der Festigkeit getemperter Kristalle unter Wasser vgl. den folgenden Abschnitt.

IV. Der Joffé-Effekt und seine Deutung.

Eine Prüfung der Deutung des Joffé-Effekts als Reißverfestigung schien uns durch Untersuchung von parallel der Raumdiagonalen geschnittenen Stäbchen gegeben. Bei dieser Orientierung ist (vgl. Kapitel II) eine Dodekaedertranslation ausgeschlossen, und eine beim Zerreißversuch unter Wasser evtl. auftretende Verfestigung könnte (falls nicht auch bei Zimmertemperatur Oktaedertranslationen eintreten) nicht im Sinne einer Reißverfestigung gedeutet werden. Eine weitere Prüfung der Polanyischen Hypothese bestünde in der Vergrößerung des Ausmaßes der dem Bruche vorangehenden Deformation, die nach Temperung der Kristalle, Erhöhung der Temperatur und Konzentration des Lösungsmittels erwartet werden kann.

A. Versuche. Die Versuche sind mit der in Abb. 6 dargestellten Anordnung ausgeführt worden. Bei Ablösung unter Spannung wurden die Kristalle mittels einer in die Kerbe *Kb* gehängten Waagschale mit einem bestimmten Gewicht (das eine bestimmte Ausgangsspannung definiert) belastet und sodann der Glaszylinder *G* bis über die Mitte der Kristallstäbchen mit destilliertem Wasser (bzw. Lösung bestimmter Konzentration) gefüllt. Nach erfolgtem Reißen wurde das Wasser sofort bei den Stutzen *A* abgelassen und der Kristall mit Alkohol und Äther getrocknet. Bei den Versuchen in heißem Wasser waren die Kristalle nicht in die Fassungen gekittet, sondern lagen mit angedrehten Köpfen in entsprechenden in die Fassungen eingeschraubten Einsätzen auf. Die Temperatur des Wassers wurde mittels einer den Kristall umgebenden Heizspirale auf 85° C ± 2° C gehalten. Die Zerreißversuche vorher spannungsfrei abgelöster Kristalle, bei denen wir in Ergänzung der Versuche von W. Ewald und M. Polanyi[1] die Ablösung in sehr weiten Grenzen veränderten, wurden so ausgeführt, daß der Kristall mit den Fassungen zunächst auf der Platte *P* ruhte, wobei der Druck der oberen Fassung durch ein Gegengewicht beseitigt war. (Die Schnüre *Sl* führten zu der einen Seite einer entsprechend

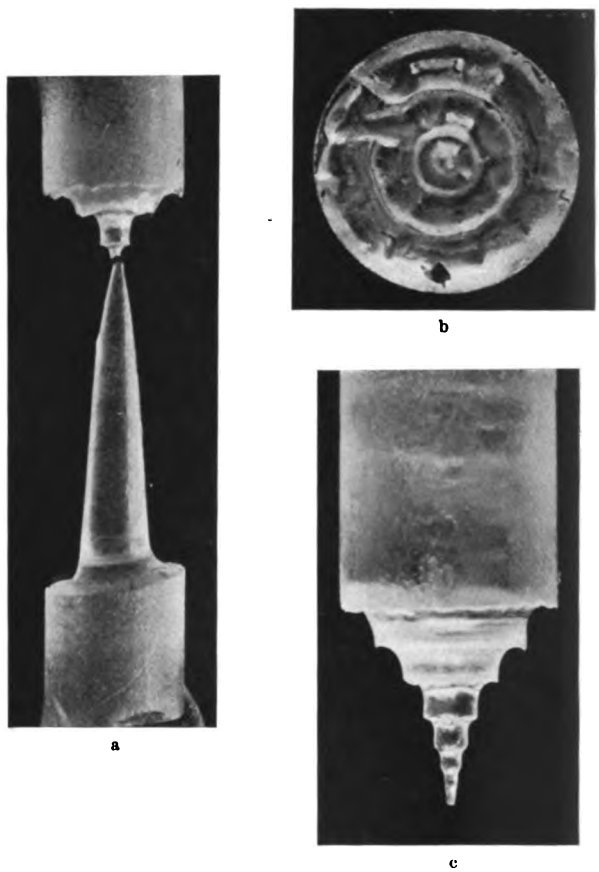


Abb. 8. Ablösung zylindrischer Steinsalzkristalle.
a) Gesamtbild eines unter Wasser zerrissenen Stäbchens $V = 3{,}6$,
b) Aufsicht des oberen Teiles desselben $V = 7$,
c) oberer Teil eines in heißem Wasser abgelösten Kristalls $V = 6$.

ausbalancierten Waage.) Nach der Ablösung wurde das Wasser zur Vermeidung von Erschütterungen abgesaugt und der Kristall sorgfältig getrocknet (Alkohol, Äther, mäßig warmer Luftstrom). Durch gleichzeitige Betätigung der Schrauben *Sch* wurde sodann der Bügel B_1 langsam gehoben, bis nach Auflage der Stahlspitze *Sp* auf der oberen Fassung die untere von der Platte abgehoben war. Die Belastung erfolgte sodann in der Regel mit Hilfe der Hebelanordnung.

Die Form der abgelösten Kristalle ist aus Abb. 8 ersichtlich. Der untere Teil der Stäbchen ist zufolge des Absinkens gesättigter Lösung entlang dem Kristall konisch, der obere Teil zeigt charakteristische Absätze, die ihr Entstehen ruckartigem Absinken des an dem Stabe hochgestiegenen Lösungsmittels verdanken. Die Aus-

[1] W. Ewald u. M. Polanyi: l. c.

Digitized by Google

bildung dieser Absätze erfolgt unabhängig von der Orientierung der Stäbchen[1]. Auch bei erhöhter Temperatur und Konzentration des Lösungsmittels bleibt diese Art der Ablösung erhalten.

Die Geschwindigkeit der Auflösung des Steinsalzes in destilliertem Wasser ergibt sich aus Abb. 9, welche die nach verschiedenen Lösungszeiten ermittelten engsten Querschnitte für Stäbchen (verschiedener Orientierung) von 5 und 3 mm Ausgangsdurchmesser als Funktion der Zeit darstellt. Die glatten Kurven sind unter der Annahme einer konstanten Abnahmegeschwindigkeit des Radius von 0,20 mm/min (für etwa 20° C) berechnet. Sie gleichen die beobachteten Werte sehr gut aus.

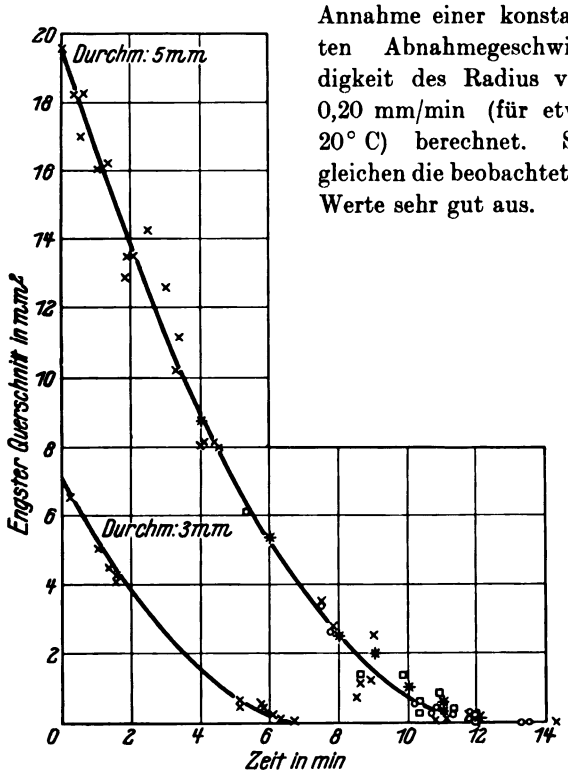


Abb. 9. Lösung zylindrischer Steinsalzkristalle in Wasser von Zimmertemperatur.

× Stäbe ∥ [100] } belastet abgelöst.
□ „ ∥ [110] }
○ „ ∥ [111] }
✱ „ ∥ [100] unbelastet abgelöst.

Die glatten Kurven sind mit $\frac{dr}{dt}$ = const = 0,20 mm/min berechnet.

1. Orientierungsabhängigkeit des Joffé-Effekts. Die Ergebnisse unserer Versuche über die Abhängigkeit des Joffé-Effekts von der kristallographischen Orientierung der Stabachse sind in Abb. 10 wiedergegeben. Es sind hier die auf den Zerreißquerschnitt des abgelösten Kristalls bezogenen Festigkeiten als Funktion der Ausgangsspannung aufgetragen. Die einzelnen Zahlenwerte sind in Tabelle 3 zusammengestellt. Als wesentlichster Punkt ergibt sich zunächst, daß auch die parallel der Raumdiagonale orientierten Kristallstäbchen einen erheblichen Anstieg der Festigkeit aufweisen. Das Ausmaß der erzielten Verfestigung ist, wie der Vergleich mit den Trockenfestigkeiten ergibt, bei den drei untersuchten Orientierungen das gleiche und beträgt etwa das Zehnfache. Der Einfluß der Stärke der Ablösung kommt in dieser Darstellung nur schwach zum Ausdruck (vgl. hierüber Abschnitt B).

Bei den Stäbchen parallel der Würfelkante zeigt sich die auffällige Erscheinung, daß bis zu einer scharf definierten Ausgangsspannung (von 216 g/mm²) herab eine Verfestigung nicht in Erscheinung tritt: der Kristall zerreißt in diesen Fällen nicht an der engsten Stelle, sondern im trocken gebliebenen Teile, etwa 0,1—0,5 mm

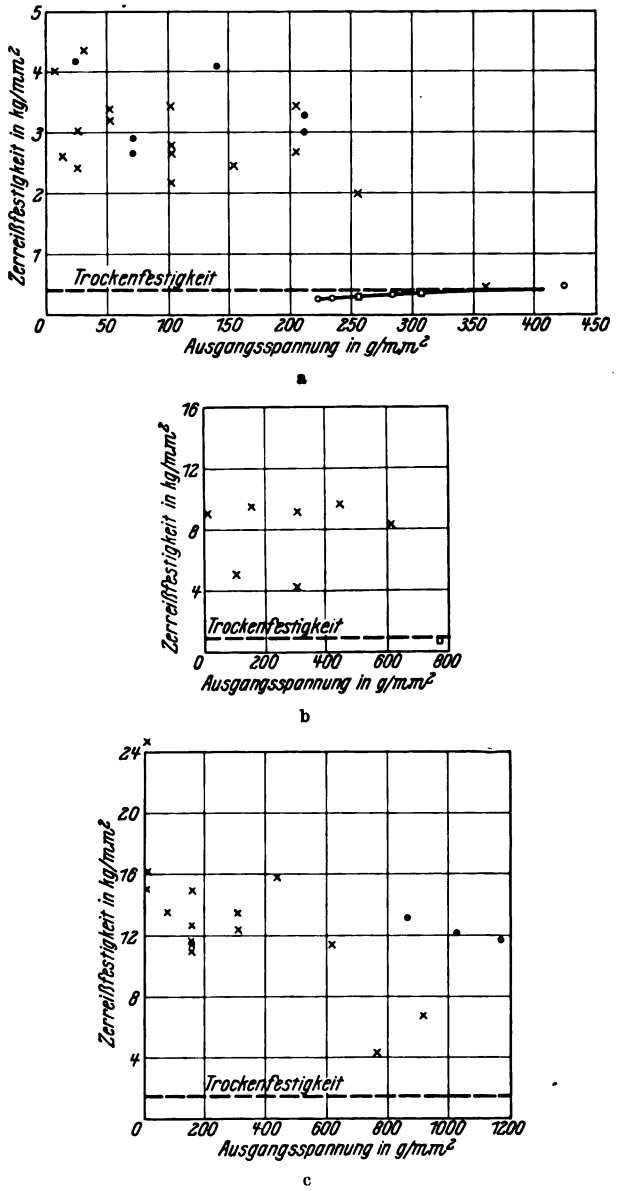


Abb. 10. Verfestigung belastet abgelöster Steinsalzkristalle.

a) Stabachse ∥ [100],
b) „ ∥ [110],
c) „ ∥ [111],
× Ausgangsdurchmesser 5 mm
● „ 3 mm

über der Benetzungsgrenze. Die Zerreißfestigkeiten sind demgemäß mit der ursprünglich aufgebrachten Spannung identisch. Über die Festigkeit der abgelösten Teile sagen diese Versuche somit nichts aus. Die Ursache für dieses Versagen bei Spannungen, die bis zu 50% unterhalb der normalen Trockenfestigkeit liegen, kann vielleicht darin erblickt werden, daß zufolge der Form der Ablösung (Abb. 8) ein Eindringen des Wassers nach oben in den unbenetzten Teil des Kristalls möglich ist und

[1] Mit abnehmendem Durchmesser der Stäbchen sinkt die Höhe einer benetzenden Flüssigkeitssäule. Das hier beobachtete unstetige Absinken im Verlauf der Ablösung deutet auf Überschreitungserscheinungen hin.

Digitized by Google

Tabelle 3. Orientierungsabhängigkeit des Joffé-Effekts. Stabachse [100].

Material	Ausgangsspann. g/mm²	Ablösezeit Minuten	Engster Querschnitt mm²	Festigkeit der engsten Stelle g/mm²	Verfestigung	Dehnung %
a) Ausgangsdurchmesser 5 mm.						
Y	358	0,6	18,3	383	0,9[1]	
		1,3	16,2	> 430[2]	> 1,0	
Y	306	4,4	8,12	> 740	> 1,8	
Z		1,0	16,0	> 375	> 0,9	
		0,5	17,0	> 353	> 0,9	
Y	255	9,0	2,52	1980	4,7	
		~ 7,5	5,72	> 875	> 2,3	
B		2,5	14,25	> 351	> 0,9	
		1,8	12,9	> 388	> 1,0	
		0,5	17,0	> 294	> 0,7	
Z		0,3	18,2	> 275	> 0,7	
		3,4	11,2	> 446	> 1,1	
		—	12,3	> 406	> 1,0	
F		1,4	15,3	> 327	> 0,8	
Z	229	4,1	8,17	> 550	> 1,4	
		1,9	13,5	> 340	> 0,8	
F		1,8	13,9	> 324	> 0,8	0,8
Z	216	4,5	8,04	> 506	> 1,2	
		2,8	11,4	> 373	> 0,9	0,6
F		2,8	11,2	> 380	> 0,9	1,2
		3,2	10,0	> 425	> 1,0	1,5
Z	204	8,6	1,16	3435	8,4	
Y		9,0	1,51	2650	6,5	
B	153	8,9	1,22	2450	6,0	
O	102	9,6	0,92	2180	5,4	10
		10,6	0,58	3430	8,4	11
Y		8,5	0,75	2670	6,6	
Z		~ 11,3	0,72	2770	6,8	
B	51	11,3	0,31	3180	7,8	
O		10,2	0,30	3390	8,3	5
O	31	11,7	0,14	4350	10,7	4
B	26	11,8	0,21	2420	6,0	
		11,1	0,17	3010	7,4	
B	13	10,8	0,097	2610	6,4	
Z	9	14,2	0,045	4020	9,9	
b) Ausgangsdurchmesser 3 mm.						
M	424	0,2	6,51	> 461	> 1,1	
	283	~ 1,0	5,03	> 400	> 1,0	
	255	1,5	4,25	> 424	> 1,0	
	233	1,5	4,10	> 403	> 1,0	
	222	1,3	4,46	> 354	> 0,9	
M	212	5,8	0,46	3250	8,0	
K		5,8	0,51	2970	7,3	8
M	141	6,1	0,25	4050	10,0	
M	71	6,3	0,17	2920	7,2	
K		5,5	0,19	2660	6,5	3
M	27	6,7	0,046	4160	10,2	
Stabachse ∥ [101]. Ausgangsdurchmesser 5 mm.						
Z	Trocken zerrissen			851		
				854		
				655		
				660		
Z	764	5,3	6,15	> 2440	> 2,9[3]	
Y	612	8,6	1,44	8350	9,8	
Z	445	10,9	0,93	9630	11,3	
Y	306	9,8	1,41	4250	5,0	
		10,3	0,65	9180	10,7	
Z	153	10,3	0,32	9450	11,1	
Y	102	11,3	0,40	5000	5,9	
Z	9	11,9	0,02	8950	10,5	

[1] Die in dieser Spalte angegebenen Verfestigungen sind auf Grund einer Trockenfestigkeit von 407 g/mm² berechnet.

[2] In den mit einem >-Zeichen versehenen Fällen trat das Zerreißen im trocken gebliebenen Teile des Kristalls ein.

[3] Als Trockenfestigkeit wurde 850 g/mm² angenommen.

Stabachse [111]. Ausgangsdurchmesser 5 mm.

Material	Ausgangsspann. g/mm²	Ablösezeit Minuten	Engster Querschnitt mm²	Festigkeit der engsten Stelle g/mm²	Verfestigung	Dehnung %
D	Trocken zerrissen			1500		
				1660		
				1450		
				1432		
E				1300		
Z				1269		
Z	1170	5,0[1]	0,77	11680	8,2[2]	
E	1025	5,1[1]	0,66	12150	8,5	
D	918	7,8	2,65	6800	4,6	
Z	864	5,1[1]	~ 0,51	13120	9,2	
D	765	7,5	3,38	4440	2,9	
	612	9,9	1,05	11400	8,0	
Z	438	10,2	0,57	15800	10,6	
D	306	10,8	0,44	13500	9,5	
F		10,8	0,48	12360	8,7	1
D	153	11,8	0,26	11500	8,1	
E		10,7	0,27	10950	7,7	
Z		11,9	0,20	14900	10,4	
		11,3	0,24	12650	8,9	
F		13,3	0,26	11600	8,1	~ 1
D	77	11,8	0,113	13500	9,5	
F	10	~ 12	0,012	16100	11,3	
D	9	13,3	0,012	15000	10,5	
Z		13,5	0,0074	24700	16,5	

der Grenzschicht zwischen wasserhaltigem und trockenem Kristall diese niedrigen Festigkeiten zukommen. Das Zurücktreten dieser Erscheinung bei den parallel [101] und [111] orientierten Stäbchen dürfte im Sinne dieser Auffassung darauf zurückzuführen sein, daß in diesen Fällen keine Spaltfläche parallel der Grenzzone liegt.

2. Bedeutung der Plastizität für die Verfestigung. Für die Auffassung des Joffé-Effekts als „Reißverfestigung" ist eine dem Zerreißen unter Wasser vorangehende plastische Dehnung der Kristalle Voraussetzung. Eine solche wurde auch von A. Smekal durch Verfärbungsversuche mit Röntgenstrahlen wahrscheinlich gemacht[3]. Die von uns benutzte mikroskopische Beobachtung gestattete eine unmittelbare Messung während des Versuchs. Abb. 11 zeigt die an Stäbchen parallel [100] und [111] erhaltenen Dehnungen als Funktion der Ablösungszeit. Die Berechnung geschah unter Zugrundelegung der benetzten Länge des Kristalls (vgl. Abb. 8) als Ausgangslänge[4]. Die an den Stäben parallel der Raumdiagonale beobachteten Dehnungen liegen erheblich unter den an Würfelstäbchen gefundenen. Der Nachweis einer Oktaedertranslation bei den [111]-Stäbchen ist uns nicht gelungen[5].

[1] Durchmesser der Stäbchen 3 mm.

[2] Als Trockenfestigkeit ist 1429 g/mm² verwendet.

[3] A. Smekal: Naturwissensch. 16, S. 743 (1928).

[4] Auch bei den Versuchen mit hohen Ausgangsspannungen, in denen die Kristalle im trockenen Teile zerrissen, wurden Dehnungen bis 1,5% festgestellt.

[5] Aus den wirkenden Ausgangsspannungen und den Zeiten des Beginns der Dehnung kann mit Hilfe der Abb. 9, die den Querschnitt als Funktion der Zeit angibt, die Streckgrenze bestimmt werden. Für die Würfelstäbchen (5 mm Durchmesser) der Abb. 11 ergeben sich so Streckgrenzen von 218, 225, 225, 195 und 226 g/mm². Die Abnahme der Streckgrenze durch die Wirkung des Wassers (im trockenen Zustand liegt sie über der Zerreißfestigkeit, d. h. über 400 g/mm²) geht aus

Digitized by Google

Der Einfluß von plastizitätsfördernden Versuchsbedingungen auf die Festigkeit im Joffé-Versuch ist in Tabelle 4 dargestellt. Versuchen in zu 80% gesättigter NaCl-Lösung (weitgehende Herabsetzung der Dehnungsgeschwindigkeit durch Verlängerung der Versuchsdauer),

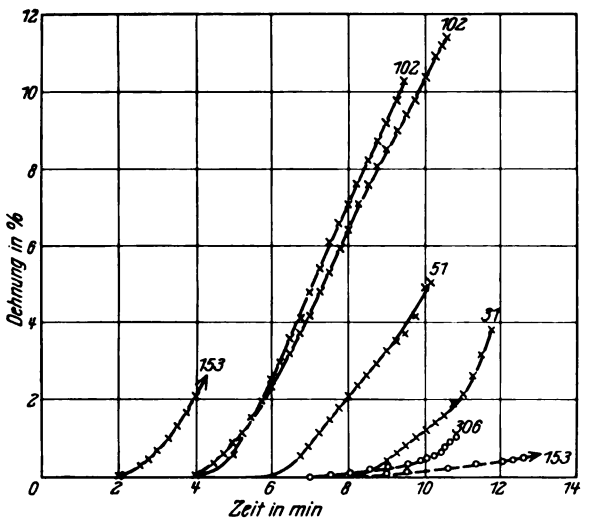


Abb. 11. Dehnung von Steinsalzkristallen im Joffé-Versuch. × [100], ○ ∥ [111]. Ausgangsspannung in g/mm² jeweils angeschrieben.

in heißem Wasser (85° C) und mit vorher getemperten Stäben (vgl. Kapitel III) sind zum Vergleich die Ergebnisse von normalen Joffévesuchen bei Zimmertemperatur gegenübergestellt. Hierzu sind aus Tabelle 3 jene Versuche ausgewählt, deren Ausgangsspannung den unter den veränderten Bedingungen ausgeführten Versuchen entspricht. Man erkennt, daß eine Steigerung der Festigkeit nur in geringem Ausmaß vorhanden ist; lediglich bei den in heißem Wasser abgelösten Kristallen

Tabelle 4. Joffé-Effekt bei verschiedenen Versuchsbedingungen.

Ausgangsspannung g/mm²	Zerreißfestigkeit in g/mm²: Wasser von Zimmertemperatur	zu 80% gesättigte NaCl-Lösung	Wasser von 85° C	Kristalle getempert
~200	3435	3550	3170	
	2650	4760	4650	
		334		
150	2450	3000		
100	3430		3450	4000
	2180		6720	
	2770			
	2180			
	3420			
	2670			
50	3390	3920	3370	4080
25	4350		> 3850	4600
	2420		7350	
	3010		> 5200	
10	2610	2550	>11280	
	4020	3600	> 1880	

diesen Zahlen deutlich hervor. Es ist jedoch anzumerken, daß die Wasserwirkung nicht wie Temperung bei verschiedenem Ausgangsmaterial zu einer Egalisierung der Streckgrenze führt. An Würfelstäbchen anderer Herkunft (3 mm Durchmesser) fanden wir im Wasser um 600 g/mm² stark streuende Streckgrenzen.

tritt bei kleinen Ausgangsspannungen eine deutlich stärkere Verfestigung auf[1].

Über die Beziehungen zwischen der dem Zerreißen von Steinsalzkristallen (parallel [100]) vorangehenden Dehnung und ihrer Festigkeit gibt Tabelle 5 Auskunft. Sie enthält die Ergebnisse unserer sämtlichen Versuche, in denen Verfestigung und Dehnung gemessen wurden. Ein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem Ausmaß der Dehnung und der Verfestigung ist nicht erkennbar. Insbesondere sei hier nochmals auf die Herabsetzung der Festigkeit im Trockenversuch durch Temperung der Kristalle, die erhebliche Dehnung zur Folge hat, hingewiesen[2].

Tabelle 5. Dehnung und Verfestigung von Steinsalzkristallen (∥ [100]).

a) Unter Wasser zerrissen.

Bedingungen	Dehnung %	Verfestigung
Wasser von Zimmertemperatur	11,4	8,4
	10,3	5,4
	7,8	7,3
	5,1	8,3
	3,8	10,3
	3,2	6,5
Zu 80% gesättigte NaCl-Lösung	6,4	8,7
Wasser von 85° C	26,8	> 3,2
	20,6	16,5
	13,9	>12,8
	9,2	8,5
	8,0	7,8
	7,9	8,3
	1,8	>27,6
Wasser von Zimmertemperatur, Kristalle getempert	6,5	8,2
	4,6	10,0
	4,5	11,4

b) Trocken zerrissen.

Bedingungen	Dehnung %	Verfestigung
Gew. Zerreißversuch	(0,9)	1
	(0,3)	
	0,1	
	0,1	
	~0	
	~0	
Kristalle getempert	2,1	~0,5
	1,4	
	1,1	
	1,0	
	0,9	
	~0	
Kristalle unbelastet abgelöst, getrocknet[3]	10,9	6,9
	10,0	5,4
	7,4	10,2
	7,1	6,0
	4,1	7,7
	1,4	1,4

[1] Auch hier erreichten wir jedoch in keinem Falle die von A. Joffé angegebenen hohen Festigkeiten von 160 kg/mm², obwohl die Ablösung in unseren Versuchen mindestens ebensoweit (bis auf Endquerschnitte von 0,008 mm²) getrieben war.

[2] Die Streckgrenzen der heiß abgelösten Kristalle konnten wir aus dem Verlauf der Dehnung-Zeitkurven nicht genügend scharf ermitteln; die der getemperten Kristalle betrug auch unter Wasser etwa 100 g/mm².

[3] Bezüglich der Zerreißversuche an vorher unbelastet abgelösten Kristallen vgl. den folgenden Abschnitt.

Digitized by Google

Tabelle 6. Verfestigung unbelastet abgelöster Steinsalzkristalle.

Orientierung Durchmesser	Querschnitt nach der Ablösung mm²	Festigkeit g/mm²	Verfestigung der engsten Stelle
∥ [100], 5 mm	14,3	204	>0,7
	13,9	236	>0,8
	11,9	690	1,7
	7,50	392	>2,5
	3,53	865	2,1
	3,08	2200	5,4
	2,13	1420	3,5
	1,58	1500	3,7
	1,52	2820	6,9
	1,04	2460	6,0
	0,80	1910	4,7
	0,52	3150	7,7
	0,31	4140	10,2
∥ [100], 3 mm	4,80	362	>1,4
∥ [101], 5 mm	1,46	3220	3,8
∥ [111], 5 mm	0,36	6300	4,4
	0,25	6470	4,5
∥ [111], 3 mm	2,36	4530	3,2

3. Verfestigung unbelastet abgelöster Kristalle. Eine Hauptstütze für die Auffassung des Joffé-Effekts als Reißverfestigung sehen W. Ewald und M. Polanyi in dem von ihnen aufgezeigten Befund, daß eine Ablösung nur dann verfestigend wirkt, wenn sie unter Spannung erfolgt, hingegen unwirksam ist, wenn die Kristalle unbelastet abgelöst werden. Wegen der im Wasser vorhandenen Plastizität kann im ersten Falle Deformation und damit Verfestigung erfolgen, im zweiten Falle bleibt sie dagegen aus. Allerdings wurde bei sehr weitgehend abgelösten Stäbchen auch noch im getrockneten Zustand deutliche Biegsamkeit beobachtet[1].

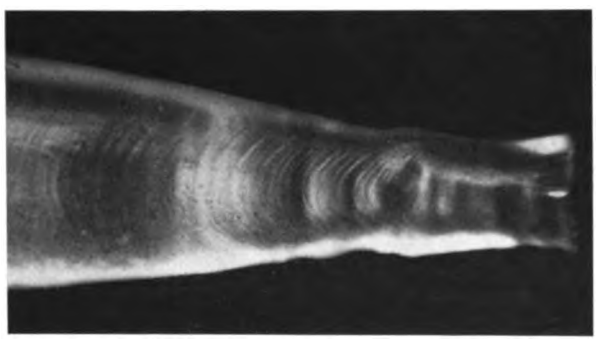


Abb. 12. Abgelöster, gedehnter Steinsalzkristall mit Translationsstreifung $v = 10$.

Unsere Versuche über die Verfestigung im normalen Jofféversuch zeigen nun, daß für die eine Gruppe der Versuche von W. Ewald und M. Polanyi wegen der geringen Ablösung auch für den Fall, daß sie unter Spannung erfolgt wäre, keine namhafte Verfestigung eintreten konnte (vgl. auch Abb. 13)[2]. Die von uns durchgeführte Wiederholung, bei der wir das Maß der Ablösung in weiten Grenzen variiert haben[1], ergab ein von dem oben geschilderten abweichendes Bild. In Tabelle 6 sind die erhaltenen Versuchsergebnisse zusammengestellt. Man erkennt, daß auch nach Ablösung in völlig spannungsfreiem Zustand Verfestigungen beobachtet werden, deren Größenordnung mit der im normalen Joffé-Versuch festgestellten übereinstimmt. An dem konischen Reißstück der Kristalle sind deutlich bisweilen mehrere Scharen von Translationsstreifen [parallel (110)] erkennbar (vgl. Abb. 12). Die bei diesen Versuchen auftretenden Dehnungswerte sind, soweit sie gemessen wurden, bereits in Tabelle 5 enthalten[2].

B. Diskussion der Ergebnisse. Eine zusammenfassende Darstellung unserer Versuche ist in Abb. 13 gegeben, in der die Verfestigung als Funktion des abgelösten Querschnitts aufgetragen ist. Man erkennt, daß auf diese Weise eine einheitliche Darstellung der unter sehr verschiedenen Bedingungen durchgeführten Versuche möglich ist. Aus der Figur tritt deutlich hervor, daß die Kristalle sehr weitgehend abgelöst werden müssen, um merkliche Verfestigung zu zeigen, die dann mit sehr starker Ablösung sehr steil ansteigt. Die in der Figur ebenfalls eingezeichneten Versuche von W. Ewald und M. Polanyi, die sich auf belastet abgelöste Kristalle beziehen, fügen sich dieser Darstellung vorzüglich ein. Maßgebend für das Ausmaß der Verfestigung scheint danach lediglich die Stärke der Ablösung zu sein.

Überblicken wir schließlich vom Standpunkt unserer Versuche die beiden zur Erklärung des Joffé-Effekts vorgebrachten Deutungen, so ist hervorzuheben:

1. Mit der Rißvorstellung sind unsere Versuche nur unter sehr speziellen Annahmen über diese Risse zu vereinbaren. Die Risse müßten eine erhebliche mittlere Tiefe besitzen und von Orientierung und Material unabhängig sein. Die Tatsache, daß für Kristalle mit verschiedenem Querschnitt (7—25 g/mm²) dieselbe Verfestigungskurve gilt, bedingte weiterhin Proportionalität der mittleren Rißtiefe mit dem Querschnitt der Kristalle.

2. Für die Erklärung als Reißverfestigung bieten unsere Versuche keine Belege. Hervorgehoben sei das Auftreten der Verfestigung im gleichen Maße bei den verschiedenen Orientierungen, denen ganz verschiedene Translationsmöglichkeiten zukommen, und das Fehlen einer Beziehung zwischen dem Ausmaß der Dehnung und dem Grade der Verfestigung. Die die Translation begleitende Reißverfestigung scheint hinter einer noch unbekannten Hauptursache der Verfestigung völlig zurückzustehen.

Über diese Hauptursache sei schließlich die noch ganz unbewiesene Vermutung geäußert, daß es sich um innere Veränderungen des Kristalls handelt, die als Folge des in den Kristall eingedrungenen Wassers entstehen. In welcher Weise dieses Eindringen vor sich geht und wel-

[1] W. Ewald u. M. Polanyi: l. c. In einem Falle wurde hier etwa dreifache Verfestigung beobachtet.

[2] Für die sehr weitgehend abgelösten Kristalle läßt die verwendete Belastungsart (Zufließenlassen von Schrot) die Möglichkeit von Fehlern zu.

[1] Für die experimentellen Einrichtungen vgl. den Anfang dieses Kapitels.

[2] Die Werte der Streckgrenze waren aus den erhaltenen Dehnungskurven nicht mit genügender Schärfe zu bestimmen. Eine Erniedrigung unter die Trockenfestigkeit schien auch hier vorhanden.

Digitized by Google

cher Art die zur Festigkeitserhöhung führenden Änderungen im Kristall sind, wissen wir nicht[1]. Einen Hinweis auf die Möglichkeit dieser Erklärung sehen wir in den von A. Smekal beobachteten Änderungen der elektrolytischen Leitfähigkeit unbelasteter abgelöster Kristalle[2].

V. Zusammenfassung.

1. Die Orientierungsabhängigkeit der Zerreißfestigkeit von Steinsalzkristallen ist im wesentlichen im Sinne der Sohnckeschen Auffassung durch eine konstante Grenznormalspannung senkrecht zur Würfelfläche gegeben.

2. Die Geometrie des Translationsmechanismus nach $T = (101)$, $t = [101]$ wird erörtert.

3. In Übereinstimmung mit früheren Erfahrungen wird ein erhebliches Absinken von Streckgrenze und Festigkeit von Steinsalzkristallen nach Temperung beobachtet.

4. Die Abhängigkeit der Verfestigung bewässerter Kristalle von Orientierung und Plastizität wird untersucht. Belastung während der Ablösung spielt für das Ausmaß der Verfestigung keine Rolle. Die beiden zur Deutung des Joffé-Effekts vorgebrachten Erklärungen (Ablösung oberflächlicher Risse und Reißverfestigung zufolge erhöhter Plastizität) sind mit den erhaltenen Ergebnissen schwer in Einklang zu bringen. Es wird vermutet, daß die hohen Verfestigungen durch innere Veränderungen im Kristall bedingt sind, die zufolge eingedrungenen Wassers entstehen.

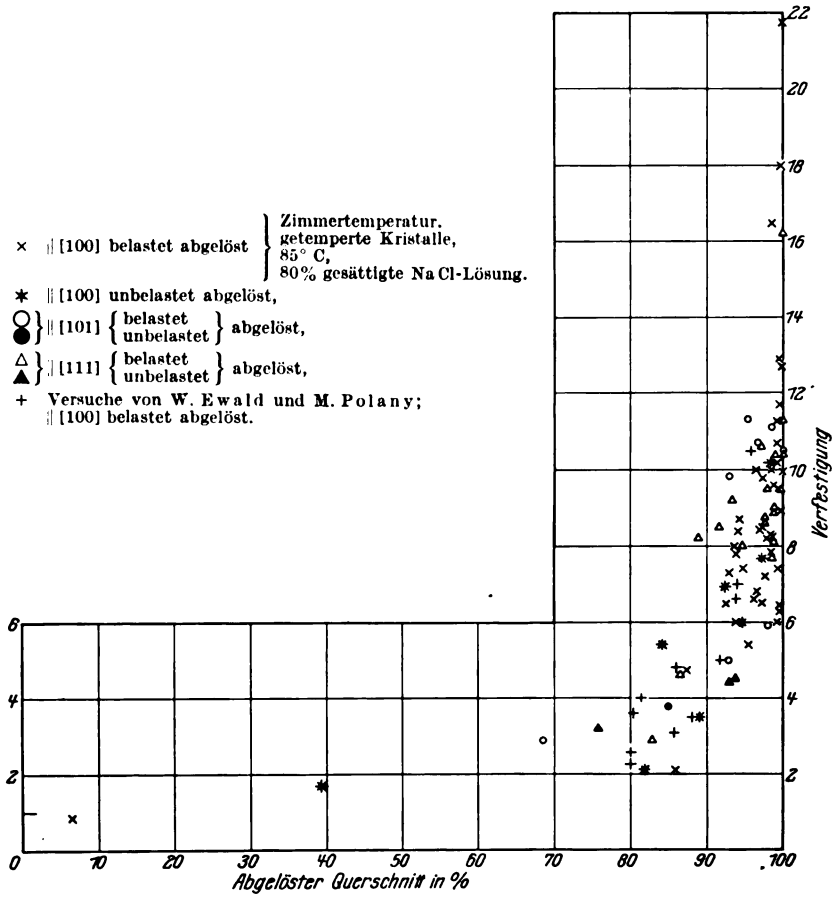


Abb. 13. Verfestigung bewässerter Steinsalzkristalle.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind wir für weitgehende Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit zu großem Danke verpflichtet.

[1] Ob auch die zu der obigen Vermutung in gewissem Gegensatz stehende Erniedrigung der Streckgrenze unter Wasser auf einem Eindringen des Wassers in den Kristall beruht, oder ob es sich hier lediglich um Beseitigung oberflächlicher „Verriegelungen" im Sinne W. Ewalds und M. Polanyis handelt, sei dahingestellt. Eine Entscheidung könnten nur systematische Versuche über die Abhängigkeit der Streckgrenze von der Stärke der Ablösung bringen.

[2] Nach einer noch unveröffentlichten, uns freundlich zugänglich gemachten Arbeit von F. Quittner und A. Smekal. [Anmerkung bei der Korrektur: Z. phys. Chem. B. 3, S. 162 (1929)].

Zur Probenahme und Analyse von Rotguß und anderen zur Seigerung neigenden Legierungen.

Von **O. Bauer** und **E. Deiß**[1].

Gußblöcke mancher Metallegierungen weisen mitunter so beträchtliche Unterschiede in der chemischen Zusammensetzung innerhalb des Querschnittes auf, daß es für den Analytiker schwierig, wenn nicht unmöglich ist, durch Entnahme und Untersuchen von Teilproben zu einer einwandfreien Durchschnittsanalyse zu gelangen.

Der nicht genügend sachkundige Beurteiler ist nur zu leicht geneigt, die auftretenden Analysenunterschiede, die oft weit über die Grenzen der als zulässig anerkannten Analysenfehler hinausgehen, unsorgfältiger Arbeit des Chemikers oder der Verwendung nicht genügend zuverlässiger Analysenverfahren zuzuschreiben.

Man muß es schon als einen Schritt zur Erkennung der wahren Ursache der Differenzen begrüßen, wenn auf Grund der Art der Legierung die Möglichkeit von Seigerungen zugegeben wird. Ein gewisses Mißtrauen bleibt jedoch meist bestehen, weil der Chemiker selbst nur in den seltensten Fällen in der Lage ist, zuverlässige Angaben darüber zu machen, in welcher Höhe sich die Unterschiede der Analysenwerte bei seigernden Metallegierungen bewegen können. Mitunter wird auch die Ansicht vertreten, daß diese Analysendifferenzen sich durch gründliches Mischen der Probespäne bei Ent-

[1] Original: Z. f. analyt. Chem. 79, S. 47—53 (1929).

Digitized by Google

nahme der Einwaagen auf ein Minimum bringen oder auch durch reduzierendes Zusammenschmelzen des gesamten Spänematerial und erneutes Zerspanen des Regulus ausgleichen lassen. Wenn auch ohne Zweifel bei manchen Legierungen das Einschmelzen ein geeigneter Weg ist, um aus ungleichmäßig zusammengesetzten Spänen einen gleichmäßig zusammengesetzten Regulus zu erhalten, so kann andererseits dieser Weg wegen der Gefahr der Veränderung (Oxydation usw.) des Probenmaterials keinesfalls als allgemein brauchbar bezeichnet werden; bei stark zur Entmischung neigenden Legierungen tritt außerdem bei der Erstarrung des Regulus doch wieder Seigerung auf. Im übrigen sind auch bei sorgfältigstem Durchmischen ungleichmäßig zusammengesetzten Probegutes Abweichungen der Analysenergebnisse nicht zu vermeiden.

Aus alledem ergibt sich für den Chemiker die Notwendigkeit, etwas Näheres über die infolge der Seigerung eines Gußblockes auftretenden möglichen Unterschiede in den Analysenergebnissen zu wissen, sowie zu untersuchen, ob die üblichen Wege zur Entnahme von Probematerial aus geseigerten Gußblöcken die Gewähr bieten, zu einer einwandfreien Durchschnittsprobe zu gelangen oder nicht.

Um zunächst festzustellen, welche Unterschiede im Gehalt der einzelnen Bestandteile eines zur Seigerung neigenden Gußblockes auftreten können, wurde nach Abb. 1 ein in üblicher Weise gegossener Rotgußblock in eine Anzahl parallel verlaufender Abschnitte zerlegt und jeder Abschnitt für sich untersucht. In Tabelle 1 sind die Analysenergebnisse zusammengestellt und in Abb. 1 graphisch aufgetragen.

Aus Tabelle 1 und Abb. 1 ergibt sich folgendes:

1. Der Kupfergehalt steigt an den Seitenflächen und der Bodenfläche des Blockes von außen nach innen sehr stark an; an der Oberfläche ist er außen ebenfalls am niedrigsten, steigt rasch zu einem Höchstwert an, um nach der Mitte zu wieder allmählich abzufallen.

2. Zinn und in geringerem Maße auch Blei sind ebenfalls in den äußersten Schichten zum Teil stark angereichert, nach der Mitte zu fallen die Gehalte an diesen Stoffen allmählich ab.

3. Der Zinkgehalt war in allen Schichten ziemlich konstant. Der einzige etwas herausfallende Zinkwert (Bodenfläche 1u) ist vielleicht auf einen geringen Abbrand zurückzuführen.

4. Der an sich nur geringe Antimongehalt läßt nach Tabelle 1 deutlich einen Abfall in der Richtung von außen nach der Blockmitte zu erkennen.

5. Die Mengen der sonst noch vorhandenen untergeordneten Bestandteile wie Eisen, Nickel, Schwefel sind in den einzelnen Schichten nicht merklich verschieden.

Die größten Schwankungen bewegen sich nach Tabelle 1 beim:

Kupfer	zwischen	81,98 u. 83,67 %	= 1,69 %	Unterschied
Zinn	„	4,66 „ 5,85 %	= 1,19 %	„
Blei	„	2,74 „ 3,48 %	= 0,74 %	„

Daß es sich hierbei nicht um Analysenfehler handelt, sondern um Unterschiede in der Zusammensetzung des

Tabelle 1. Analysenergebnisse von einem stark geseigerten Rotgußblock (Abb. 1).

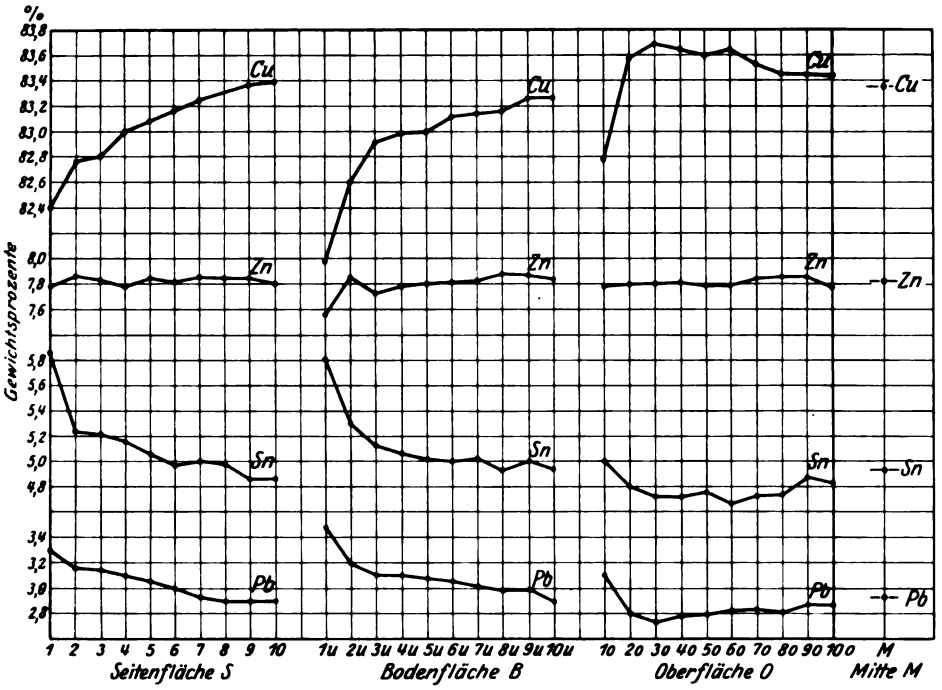
	Nr. der Schicht	Kupfer %	Zink %	Zinn %	Blei %	Antimon %	Schwefel %	Nickel %	Eisen %
Seitenfläche *S*	1	82,39	7,77	5,85	3,29	0,40	0,045	0,30	—
	2	82,77	7,85	5,23	3,16	0,39	0,079	0,30	—
	3	82,80	7,83	5,21	3,14	0,37	0,076	—	—
	4	82,99	7,78	5,15	3,09	0,37	0,071	—	—
	5	83,07	7,84	5,05	3,05	0,37	0,076	0,27	0,37
	6	83,16	7,82	4,97	2,99	0,37	0,075	—	—
	7	83,24	7,85	5,00	2,92	0,36	0,076	—	—
	8	83,24	7,84	4,98	2,89	0,36	0,078	—	—
	9	83,36	7,84	4,86	2,89	0,36	0,078	0,28	0,38
	10	83,38	7,81	4,86	2,89	0,36	0,076	—	—
Bodenfläche *B*	1 u	81,98	7,54	5,81	3,48	0,41	0,076	—	0,35
	2 u	82,59	7,84	5,29	3,17	0,38	0,078	0,30	—
	3 u	82,91	7,72	5,12	3,11	0,37	0,073	—	—
	4 u	82,98	7,77	5,06	3,10	0,36	0,076	—	—
	5 u	82,99	7,79	5,02	3,08	0,37	0,073	0,27	0,36
	6 u	83,11	7,81	4,99	3,06	0,34	0,073		
	7 u	83,14	7,82	5,01	3,02	0,40	0,076	—	—
	8 u	83,17	7,87	4,92	2,99	0,38	0,075	—	—
	9 u	83,25	7,87	4,99	2,99	0,35	0,075	—	—
	10 u	83,24	7,84	4,92	2,90	0,35	0,073	—	—
Oberfläche *O*	1 o	82,77	7,78	5,01	3,11	0,36	0,076	—	0,35
	2 o	83,55	7,79	4,79	2,80	0,38	0,076	—	—
	3 o	83,67	7,79	4,71	2,74	0,35	0,076	—	—
	4 o	83,63	7,81	4,71	2,78	0,34	0,076	—	—
	5 o	83,58	7,78	4,74	2,80	0,34	0,073	—	—
	6 o	83,63	7,78	4,66	2,83	0,37	0,075	—	—
	7 o	83,52	7,84	4,72	2,84	0,35	0,076	—	—
	8 o	83,44	7,85	4,72	2,82	0,35	0,076	—	—
	9 o	83,44	7,85	4,86	2,88	0,35	0,076	0,27	0,38
	10 o	83,42	7,77	4,82	2,88	0,35	0,073	—	—
Mitte	M	83,36	7,82	4,92	2,92	0,35	0,076	—	—

Rotgußblockes, bedarf keiner weiteren Erklärung. Ähnliche, durch Entmischung während der Erstarrung bedingte Unterschiede finden sich bei einer ganzen Anzahl zur Seigerung neigender Legierungen (z. B. bei Blei-Zinn oder Blei-Zinn-Antimonlegierungen u. v. a.).

Für den Probenehmer und für den Analytiker entsteht somit die überaus wichtige, bereits oben berührte Frage, ob die üblichen Verfahren zur Entnahme von Durchschnittsproben auch bei geseigertem Material als zuverlässig zu betrachten sind. Ihre Aufgabe ist es, in jedem Falle eine der durchschnittlichen Zusammensetzung des Probegutes möglichst nahe kommende Durchschnittsprobe herzustellen, da letztere vielfach die Grundlage für die Wertbemessung des Materials bildet. Die bei nichtseigernden Reinmetallen bevorzugte Entnahme von Bohrspänen kann nach dem gegebenen Beispiel (Abb. 1) bei seigernden Metallegierungen nicht zu brauchbaren Ergebnissen führen; sie trägt nicht dem Umstande Rechnung, daß beim Anbohren zwar die verschieden zusammengesetzten Schichten des Stückes erfaßt werden, daß aber diese Schichten dabei nicht im richtigen Mengenverhältnis zueinander entnommen werden. Obiges mag an dem Beispiel eines Gußblockes von rechteckigem Querschnitt erläutert werden. Es soll angenommen werden, daß das Gußstück ähnlich wie in Abb. 1 aus einer Anzahl verschieden zusammengesetzter Schichten besteht, und zwar horizontaler, parallel zur Oberfläche und vertikaler, parallel zu den Seitenflächen verlaufender.

Digitized by Google

Abb. 2a stelle den Querschnitt durch solch einen geschichteten Metallblock dar und a—a entspreche der



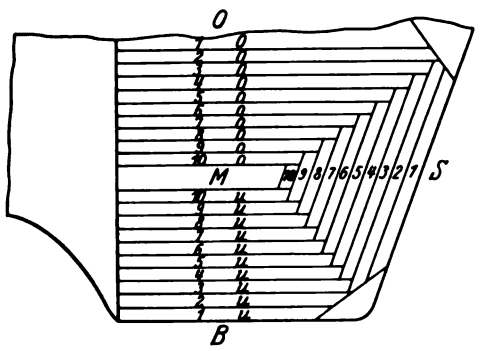


Abb. 1.

durch den Block hindurchgelegten Bohrung zur Entnahme der Bohrprobe. Mit der Bohrprobe werden aus jeder der horizontal verlaufenden Schichten (diese sämtlich gleich dick angenommen) gleichgroße Mengen entnommen. Die vertikal verlaufenden Schichten werden beim Entnehmen der Bohrprobe a—a gar nicht berücksichtigt. Ganz ähnliche Verhältnisse liegen vor, wenn das Gußstück nicht rechteckigen Querschnitt, sondern z. B. gleichschenklig trapezförmigen Querschnitt (Abb. 2b) besitzt. Bei der Bohrprobe werden von allen horizontalen Schichten gleichgroße Mengen entnommen; es bleibt aber unberücksichtigt, daß die obere Trapezseite (Oberfläche) erheblich größer ist als die untere (Bodenfläche). Hier stellt sich also die Bohrprobe als noch ungünstiger als beim Gußstück mit rechteckigem Querschnitt. Auf andere Arten der Entnahme von Proben, wie teilweises Durchbohren, Abschlagen von Ecken oder Kanten, Abhobeln von einer Außenfläche braucht hier nicht eingegangen zu werden, da von ihnen überhaupt keine brauchbaren Proben zu erwarten sind.

Angewandt auf die oben untersuchte Rotgußblockprobe (Tabelle 1, Abb. 1) würde eine durch Bohren entnommene Probe zu geringe Mengen von den nach außen zu liegenden, also kupferärmeren aber zinnreicheren Schichten erfassen und das Ergebnis der Analyse würde dementsprechend einen zu hohen Kupfergehalt und zu geringen Zinngehalt — wenn man hier von den übrigen Bestandteilen der Legierung absieht — im Vergleich zu dem wirklichen Durchschnitt aufweisen; außerdem berücksichtigt eine aus der Blockmitte entnommene Bohrprobe nicht die Vertikalschichten.

Man kommt indessen dem wirklichen Durchschnitt bedeutend näher, wenn man den Gußblock nahe der Mitte senkrecht zur Längsachse durchschneidet und einem der beiden Teilstücke durch Hobeln über die ganze Schnittfläche Späne entnimmt; die so erhaltenen Späne entstammen jetzt sämtlichen Schichten, soweit sie durch den Schnitt erfaßt werden und ihre Menge entspricht auch innerhalb gewisser Grenzen dem Gewichtsverhältnis dieser Schichten.

Zu einer völlig einwandfreien Durchschnittsprobe führt allerdings auch diese Art der Entnahme nicht, sie erfaßt zwar alle in der Blockmitte liegenden horizontalen und vertikalen Schichten, berücksichtigt aber nicht die an den Blockenden auftretenden vertikalen Seigerungszonen. Führt man andererseits die Schnitte senkrecht zur Längsachse nach rechts und links bis in die Nähe der Blockenden hinaus, so gelangt man zu Schnitten, die,

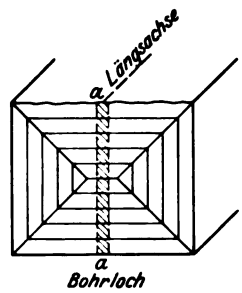


Abb. 2a.

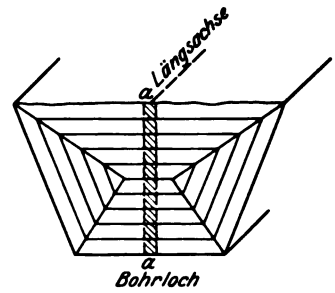


Abb. 2b.

je näher sie dem Rande kommen, immer größere Mengen der Vertikalschichten enthalten, also infolge der Seigerung sich chemisch mehr und mehr von der Zusammensetzung der Mittelschichten unterscheiden können. Der durch diese Unterschiede entstehende Fehler wird jedoch um so geringer, je länger der Gußblock und je geringer dessen Querschnitt ist. Dieser Fehler ist bei der Entnahme einer Durchschnittsprobe aus geseigertem Material in den Kauf zu nehmen.

Nachdem die der wirklichen durchschnittlichen Zusammensetzung des Gußblocks möglichst nahe kommende Querschnittsprobe entnommen ist, entsteht die Frage für den Analytiker, auf welche Weise die entnommenen Probespäne auf ihre richtige durchschnittliche Zusammen-

Digitized by Google

setzung geprüft werden können. Da die einzelnen Probespäne bei geseigertem Material ungleich zusammengesetzt sind, so bleibt es für den Analytiker immer noch eine sehr undankbare Aufgabe, aus einer größeren Spanmenge die wirkliche durchschnittliche chemische Zusammensetzung in zuverlässiger Weise zu ermitteln, da trotz guter Durchmischung der Späne es immer dem reinen Zufall überlassen bleibt, ob die für die Einwaage zur Analyse erforderlichen geringen Spanmengen auch wirklich dem Gesamtdurchschnitt der entnommenen Probespäne entsprechen.

Man kann diese analytischen Schwierigkeiten, die sich aus der ungleichartigen Zusammensetzung des Probegutes ergeben, am besten dadurch überwinden, daß man von vornherein für die gleiche Zusammensetzung jeder einzelnen erforderlichen Einwaage Sorge trägt; diese erreicht man dadurch, daß für jede einzelne Einwaage eine gleichmäßig dünne Schicht über den ganzen Blockquerschnitt aus der Blockmitte abgehobelt oder, falls angängig, auch durch Schnitte mit einer feinen Säge entnommen wird. Die dabei entfallenden Späne werden ohne Verlust gesammelt und als Gesamteinwaage verwendet[1]. Nur bei dieser Arbeitsweise ist man sicher, daß die Analyse verschiedener Einwaagen übereinstimmende Werte liefert.

Es ergibt sich hieraus, daß es nicht genügt, aus geseigerten Blöcken eine große Menge Späne, die selbst einer möglichst genauen Durchschnittsprobe entsprechen mögen, zu entnehmen und es danach dem Chemiker zu überlassen, wie er mit den Schwierigkeiten der Analyse der Späne fertig wird. Vielmehr sollte bei der Untersuchung geseigerter Metallblöcke die Entnahme des für seine Einwaagen erforderlichen Probematerials vom Chemiker selbst veranlaßt werden, dem in diesem Fall auch die Verantwortung für die sachgemäße Probenahme ebenso wie für die Analyse zufallen müßte.

[1] Ähnliche Art der Probenahme bei zur Seigerung neigenden Legierungen empfiehlt auch Zwicker in seiner Arbeit „Ein Beitrag zur Bedeutung der Probenahme für die chemische Analyse von Metallegierungen.“ Chem.-Ztg. 53, S. 546 (1929).

Druck der Spamerschen Buchdruckerei in Leipzig.

Digitized by Google

Materialprüfung mit Röntgenstrahlen unter besonderer Berücksichtigung der Röntgenmetallographie. Von Dr. **Richard Glocker,** Professor für Röntgentechnik und Vorstand des Röntgenlaboratoriums an der Technischen Hochschule Stuttgart. Mit 256 Textabbildungen. VI, 377 Seiten. 1927.
Gebunden RM 31.50

Das Werk paßt sich der Einstellung des in der Industrie tätigen Technikers in ausgezeichneter Weise an. Darüber hinaus besitzt es auch für den die Verfahren unmittelbar Ausübenden großen Wert durch die ausgezeichnete Zusammenfassung zahlreicher methodischer und apparativer Einzelheiten, die heute zum Teil wenig zugänglich über das Schrifttum verstreut sind. Ein tiefergehendes Studium wird durch einen mathematischen Anhang sowie durch ein sehr vollständiges Schriftenverzeichnis erleichtert. „Stahl und Eisen."

Metallographie der technischen Kupferlegierungen. Von Dipl.-Ing. **Alfred Schimmel,** Oberingenieur und Leiter der Materialprüfungsanstalt der Hirsch, Kupfer- und Messingwerke, Finow b. Eberswalde. Mit 199 Textabbildungen, 1 farbigen Tafel, 5 Diagrammtafeln. VI, 134 Seiten. 1930.
Etwa RM 19.—; gebunden etwa RM 20.50
Erscheint Anfang Februar

Das Buch erstrebt eine Förderung des Wissens von den metallographischen Begriffen, da die Ausbildung der Ingenieure in der Metallkunde noch zu wünschen übrigläßt. Während die Kenntnis von Eisen und Stahl durch das Schrifttum der letzten Jahre bereits eine erfreuliche Verbreitung erfahren hat, ist das für das Kupfer und seine Legierungen nicht der Fall. Diesem Mangel will das vorliegende Buch abhelfen.

Auf das Verständnis weitester Fachkreise berechnet, ist der Inhalt der Schrift mit Theorie möglichst wenig belastet. Wert gelegt wurde auf Erläuterung möglichst aller Erscheinungen mit Hilfe von Musterstücken aus der Praxis. Hierzu boten die in jahrelanger Tätigkeit gesammelten Proben aus der Untersuchungsanstalt eines großen Metallwerkes ein reichhaltiges Material. Die Schrift wird ergänzt durch ein ausführliches Literaturverzeichnis.

Festigkeitseigenschaften und Gefügebilder der Konstruktionsmaterialien. Von Prof. Dr.-Ing. **C. Bach,** Stuttgart, und Prof. **R. Baumann,** Stuttgart. Zweite, stark vermehrte Auflage. Mit 936 Figuren. IV, 190 Seiten. 1921. Gebunden RM 18.—

Der bildsame Zustand der Werkstoffe. Von Prof. Dr.-Ing. **A. Nádai,** Göttingen. Mit 298 Textabbildungen. VIII, 171 Seiten. 1927.
RM 15.—; gebunden RM 16.50

Unbildsame Rohstoffe keramischer Massen. Magerungsmittel, Flußmittel und feuerfeste Stoffe. Von Prof. Ing.-Chem. **Rudolf Niederleuthner,** Wien. Mit 83 Abbildungen und 120 Tabellen im Text. XIV, 577 Seiten. 1928.
Gebunden RM 39.—

Stereoskopbilder von Kristallgittern. Unter Mitarbeit von Cl. von Simson und E. Verständig herausgegeben von **M. von Laue,** Professor an der Universität Berlin, und **R. v. Mises,** Professor an der Universität Berlin. Teil I: Mit 24 Tafeln und 3 Textfiguren. 43 Seiten. 1926. Ausgabe mit deutschem und englischem Text.
In Mappe RM 18.—

Der Aufbau der festen Materie und seine Erforschung durch Röntgenstrahlen. Von Prof. Dr. **P. P. Ewald,** Stuttgart. (Aus Band XXIV des „Handbuch der Physik": Negative und positive Strahlen. Zusammenhängende Materie.) XI, 604 Seiten. 1927. Preis des Bandes RM 49.50; gebunden RM 51.60

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN UND WIEN

Digitized by Google

Dampfturbinenschaufeln. Profilformen, Werkstoffe, Herstellung, Erfahrungen. Von **Hans Krüger,** Zivil-Ingenieur. Mit 147 Textabbildungen. VI, 132 Seiten. 1930. RM 15.—; gebunden RM 16.50

Auf Grund seiner jahrzehntelangen Erfahrungen im Bau von Dampfturbinen und in der Herstellung von Schaufelmaterial sowie fertigen Schaufeln hat es der Verfasser übernommen, eine vielfach empfundene Lücke in der Orientierung über die einzelnen Schaufelwerkstoffe auszufüllen. Über alles Fragliche klärt das Buch vollständig auf, da nicht nur die Beanspruchungen selbst, sondern auch für jeden einzelnen Werkstoff dessen Eigenschaften bei verschiedenen Verarbeitungszuständen und das Verhalten gegen Temperatur, Korrosion und Erosion im Dampfbetriebe eingehend dargelegt sind. Diese Ausführungen betreffen nicht nur Stähle, sondern es sind alle in Betracht kommenden Kupferlegierungen wie Messing, die zahlreichen Sondermessinge, Monelmetall, ferner Sonderlegierungen, wie ATV, Nickelchrommolybdänstahl und Leichtlegierungen in ausführlicher Weise behandelt. Das Buch ist eine Fundgrube für Studierende und Konstrukteure und enthält eine Fülle von wertvollen Hinweisen für die Verbraucherkreise wie Turbinenfabriken und Elektrische Zentralen. Ferner bietet es den Werkstoffherstellern wie Metall- und Edelstahlwerken viele Anregungen dafür, in welcher Richtung die Verbesserung der Werkstoffe für Dampfturbinenschaufeln zu erfolgen hat.

Richtlinien für die Anforderungen an den Werkstoff und Bau von Hochleistungsdampfkesseln. Für die Mitglieder der Vereinigung der Großkesselbesitzer als Grundlage für die Bestellung, Materialabnahme und Bauüberwachung zusammengestellt. Ausgabe Januar 1928 mit Deckblättern April 1929. Mit zahlreichen Textfiguren. Herausgegeben von der Vereinigung der Großkesselbesitzer E. V., Charlottenburg. Unveränderter Neudruck 1929. (70, zum großen Teil einseitig bedruckte Blätter.) Kart. RM 4.50

Die Sicherung geschweißter Nähte. Im Auftrag des Schweizerischen Vereins von Dampfkesselbesitzern herausgegeben von **E. Höhn,** Oberingenieur. Mit 119 Abbildungen im Text und 7 Zahlentafeln. 100 Seiten. 1929. RM 3.—

Kesselbetrieb. Sammlung von Betriebserfahrungen, als Studie zusammengestellt vom Arbeitsausschuß für Betriebserfahrungen der **Vereinigung der Großkesselbesitzer E. V.** IV, 137 Seiten. 1927. Unveränderter Neudruck 1929. Gebunden RM 10.—

Berechnung und Verhalten von Wasserrohrkesseln. Ein graphisches Verfahren zum raschen Berechnen von Dampfkesseln nebst einer Untersuchung über ihr Verhalten im Betriebe. Von **Friedrich Münzinger.** Mit 127 Abbildungen und 6 Zahlentafeln im Text sowie 20 Kurventafeln in der Mappe. VIII, 125 Seiten. 1929. In Mappe RM 24.—

Mitteilungen aus dem Forschungsinstitut der Vereinigte Stahlwerke A.-G. Dortmund.

Band I, Lieferung 6: **Über die Eigenschaften von Siliziumstahl in Form von Stahlguß.** Von Dipl.-Ing. F. Bonsmann. Mit 64 Textabbildungen und 3 Zahlentafeln im Text. 29 Seiten. 1929. RM 2.50

Band I, Lieferung 7: **Über den Einfluß des Kupfers auf den Rostvorgang gekupferten Stahles an der Atmosphäre und in verschiedenen Wässern.** Von Dr. phil. C. Carius und Dr.-Ing. E. H. Schulz. Mit 19 Abbildungen und 10 Zahlentafeln im Text. 22 Seiten. 1929. RM 1.80

Mechanische Technologie für Maschinentechniker. (Spanlose Formung.) Von Dr.-Ing. **Willy Pockrandt,** z. Z. komm. Oberstudiendirektor bei der Staatlichen Maschinenbau- und Hüttenschule Gleiwitz. Mit 263 Textabbildungen. VII, 292 Seiten. 1929. RM 13.—; gebunden RM 14.50

Dieses neue Lehrbuch ist dem Fortschritt der Technik sowie den höheren Ansprüchen, die man heute an die technologische Ausbildung der Maschinentechniker stellt, angepaßt. Es ist nach modernen Gesichtspunkten aufgebaut und wird sowohl infolge seiner knappen und übersichtlichen Fassung als auch des vorzüglichen wissenschaftlichen Rufes, dessen sich der Verfasser erfreut, überall schnell Eingang finden.

VERLAG VON JULIUS SPRINGER / BERLIN

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen
Materialprüfungsanstalten

Sonderheft XI:
Aus dem Staatlichen Materialprüfungsamt zu Berlin-Dahlem

Der Einfluß eines geringen Kupferzusatzes auf den Korrosionswiderstand von Baustahl

Von

Prof. Dr.-Ing. E. h. O. Bauer
Staatl. Materialprüfungsamt

Prof. Dr. O. Vogel
Staatl. Materialprüfungsamt

Dr. C. Holthaus
Dortmunder Union

Mit 44 Abbildungen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1930

Mitt. dtsch. Mat.prüfgsanst.

Preis RM 7.20

Digitized by Google

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen
Materialprüfungsanstalten

Sonderheft XI:
Aus dem **Staatlichen Materialprüfungsamt** zu Berlin-Dahlem

Der Einfluß eines geringen Kupferzusatzes auf den Korrosionswiderstand von Baustahl

Von

Prof. Dr.-Ing. E. h. O. Bauer
Staatl. Materialprüfungsamt

Prof. Dr. O. Vogel
Staatl. Materialprüfungsamt

Dr. C. Holthaus
Dortmunder Union

Mit 44 Abbildungen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1930

Digitized by Google

Inhaltsangabe.

Seite

A. Einleitung 3

B. Arbeitsplan 3

C. Untersuchung 4

I a. Analysen der Stahlsorten 4

I b. Analysen der Wässer 4

II. Ermittelung der Festigkeitswerte 4

III. Metallographische Gefügeuntersuchung 5

IV. Korrosionsversuche bei Zimmertemperatur 5

a) Korrosionsversuche in destilliertem Wasser 10

b) Korrosionsversuche in Flußwasser 11

c) Korrosionsversuche in Nordseewasser 12

d) Korrosionsversuche in humussäurehaltigem Wasser 12

e) und f) Tauchversuche in 1 proz. Natriumchloridlösung und in destilliertem Wasser 15

g) Korrosionsversuche an freier Luft 16

h) Löslichkeitsversuche in 1 proz. Schwefelsäure 16

i) Löslichkeitsversuche in 1 proz. Salzsäure 17

V. Korrosionsversuche bei etwa 50° 19

a) Korrosionsversuche in destilliertem Wasser bei etwa 50° 20

b) Korrosionsversuche in Flußwasser (Spreewasser) bei etwa 50° 20

c) Korrosionsversuche in Nordseewasser bei etwa 50° 21

d) Korrosionsversuche in humussäurehaltigem Wasser bei etwa 50° 21

e) Löslichkeitsversuche in 1 proz. Schwefelsäure bei etwa 50° 21

VI. Korrosionsversuche mit Blechproben mit der Walzhaut 22

D. Gesamtzusammenfassung 23

I. Korrosionsversuche mit Probeplättchen ohne Walzhaut 23

a) Bei Zimmertemperatur 23

b) Bei etwa 50° 23

c) In Schwefelsäure und Salzsäure 24

II. Korrosionsversuche mit Blechproben mit der Walzhaut 24

E. Schlußergebnis 25

Digitized by Google

Der Einfluß eines geringen Kupferzusatzes auf den Korrosionswiderstand von Baustahl.

Von **O. Bauer, O. Vogel** und **C. Holthaus.**

A. Einleitung.

Die große wirtschaftliche Bedeutung einer etwaigen wesentlichen Verlängerung der Lebensdauer eines Eisenbauwerkes aus Kupferstahl gegenüber der eines solchen aus gewöhnlichem Baustahl ist unbestreitbar. In erster Linie handelt es sich hierbei um Bauwerke, die ohne schützende Überzüge der Einwirkung von verschiedenen Wässern, Atmosphärilien usw. ausgesetzt werden, wie z. B. Spundbohlen usw. Die Frage, inwieweit ein Kupferzusatz die Korrosion verhindert, ist jedoch noch sehr umstritten. Die in der Fachliteratur veröffentlichten Arbeiten widersprechen sich zum Teil.

Zur weiteren Klärung des Einflusses eines Kupferzusatzes wurden im Jahre 1927 auf Veranlassung des Herrn Preußischen Ministers für Handel und Gewerbe umfangreiche Versuche eingeleitet. Es handelt sich dabei erstens um Versuche im „großen" mit eigens für diesen Zweck hergestellten Spundbohlen[1], und zweitens um Versuche im „kleinen Maßstab" (Laboratoriumsversuche) mit allseitig abgeschmirgelten Versuchsplättchen, bei denen lediglich der Einfluß des Kupferzusatzes im Stahl unbeeinflußt durch die Walzhaut festgestellt werden sollte.

Die Herstellung der erforderlichen Materialien hatten die Vereinigten Stahlwerke A.-G. Dortmunder Union in Dortmund übernommen. Die Versuche im „kleinen Maßstabe" (Laboratoriumsversuche) wurden teils im Staatlichen Materialprüfungsamt, teils im Laboratorium der Dortmunder Union ausgeführt; sie sind nunmehr abgeschlossen. Über das Ergebnis ist nachstehend berichtet.

B. Arbeitsplan.

Zur Verwendung gelangten 18 Werkstoffe (Thomasstahl) mit verschiedenen Kohlenstoff- und Kupfergehalten:

1. Weicheisen (37 kg/qmm Festigkeit):
   - G 1 mit 0% Cu,
   - A 1 „ 0,1 bis 0,15% Cu,
   - B 1 „ 0,25 bis 0,35% Cu,
   - C 1 „ 0,5% Cu,
   - D 1 „ 0,75% Cu,
   - E 1 „ 1,0% Cu.
2. Hochbaustahl (48 kg/qmm Festigkeit)
   - G 2 mit 0% Cu,
   - A 2 „ 0,1 bis 0,15% Cu,
   - B 2 „ 0,25 bis 0,35% Cu,
   - C 2 mit 0,5% Cu,
   - D 2 „ 0,75% Cu,
   - E 2 „ 1,0% Cu.
3. Hartstahl (50 bis 60 kg/qmm Festigkeit):
   - G 3 mit 0% Cu,
   - A 3 „ 0,1 bis 0,15% Cu,
   - B 3 „ 0,25 bis 0,35% Cu,
   - C 3 „ 0,5% Cu,
   - D 3 „ 0,75% Cu,
   - E 3 „ 1,0% Cu.

Die verschiedenen Materialien wurden zu Flacheisen von etwa 5 mm Dicke ausgewalzt und nach dem Auswalzen geglüht. Mit den 18 verschiedenen Stahlsorten wurden folgende Untersuchungen ausgeführt:

I. Vollständige chemische Analysen:
   a) Analysen der Stahlsorten,
   b) Analysen der verwendeten Wässer.

II. Ermittlung der Festigkeitswerte.

III. Metallographische Gefügeuntersuchung.

IV. Korrosionsversuche bei Zimmertemperatur:
   a) in destilliertem Wasser,
   b) in „Flußwasser",
   c) in „Nordseewasser",
   d) in humussäurehaltigem Wasser,
   e) Tauchversuche in 1 proz. NaCl-Lösung[1],
   f) Tauchversuche in destilliertem Wasser[1],
   g) an freier Luft (auf dem Dach des Amtes in Dahlem)[1],
   h) in 1 proz. Schwefelsäure,
   i) in 1 proz. Salzsäure[1].

V. Korrosionsversuche bei +50°:
   a) in destilliertem Wasser,
   b) in „Süßwasser" (Flußwasser),
   c) in „Nordseewasser",
   d) in Wasser, das einen Gehalt an Humussäure besitzt,
   e) in 1 proz. Schwefelsäure[2].

VI. Korrosionsversuche mit Blechproben (150×150 ×0,5 mm) mit Walzhaut[2]:
   a) in Süßwasser (gereinigtes Ruhrwasser),
   b) in Nordseewasser,
   c) in 0,5 proz. Salzsäure,
   d) in gesättigtem Wasserdampf mit Luftzutritt.

[1] Die Versuche sollen sich über 6 Jahre erstrecken. Über das Ergebnis wird seinerzeit berichtet werden.

[1] Die Versuche a), b), c), d) und h) wurden sowohl im Amt wie auch im Laboratorium der Dortmunder Union durchgeführt; die Versuche e), f), g) und i) wurden lediglich im Amt ausgeführt.

[2] Lediglich im Laboratorium der Dortmunder Union ausgeführt.

Digitized by Google

C. Untersuchung.

Ia. Analysen der Stahlsorten.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1. Chemische Analysen der Stahlsorten.
(Ausgeführt im Laboratorium der Dortmunder Union.)

Stahlsorte	Bezeichnung	Kohlenstoff %	Silizium %	Mangan %	Phosphor %	Schwefel %	Kupfer %
Weicheisen	G 1	0,13	Spur	1,00	0,074	0,044	**0,04**
	A 1	0,09	„	0,49	0,041	0,040	**0,18**
	B 1	0,07	„	0,53	0,061	0,042	**0,27**
	C 1	0,07	„	0,53	0,068	0,044	**0,61**
	D 1	0,07	„	0,51	0,058	0,042	**0,80**
	E 1	0,08	„	0,64	0,061	0,040	**1,04**
Hochbaustahl	G 2	0,15	Spur	0,51	0,048	0,035	**0,04**
	A 2	0,15	„	0,50	0,061	0,040	**0,15**
	B 2	0,25	„	0,76	0,085	0,044	**0,30**
	C 2	0,22	„	0,54	0,047	0,040	**0,58**
	D 2	0,19	„	0,54	0,064	0,040	**0,84**
	E 2	0,22	„	0,81	0,064	0,036	**1,07**
Hartstahl	G 3	0,27	Spur	0,73	0,051	0,034	**0,03**
	A 3	0,29	„	0,73	0,059	0,028	**0,18**
	B 3	0,29	„	0,78	0,035	0,032	**0,37**
	C 3	0,29	„	0,90	0,090	0,034	**0,54**
	D 3	0,32	„	0,80	0,065	0,044	**0,72**
	E 3	0,24	„	0,67	0,088	0,040	**1,05**

Hiernach steigen die Kupfergehalte sehr regelmäßig an.

Ib. Analysen der Wässer.

Das Flußwasser wurde vom Wasserbauamt „Berlin", das „Nordseewasser" vom Wasserbauamt „Tönning" entnommen. 250 Liter wurden nach Dortmund und 250 Liter an das Amt in Eisenfässern gesandt. Über die Entnahme teilen die Wasserbauämter folgendes mit:

„Nordseewasser": Das Wasser ist der Nordsee 2 km südlich von der Südspitze der Insel Helgoland entnommen."

„Flußwasser: Das Wasser ist am 25. 8. 1927 aus der Spree oberhalb der Mühlendammschleuse in Berlin entnommen."

Das „humussäurehaltige Wasser" wurde von den Vereinigten Stahlwerken Dortmund durch 3monatiges Laugen von Torf mit Leitungswasser erhalten.

In Tabelle 2 sind die Analysen der drei Wässer mitgeteilt.

Tabelle 2. Chemische Analysen der Wässer.
(Ausgeführt in der chemischen Abteilung des Staatl. Materialprüfungsamtes.

Bezeichnung des Wassers	Spreewasser	Nordseewasser	Humussäurehaltiges Wasser
Äußere Beschaffenheit	klar, gelb, geruchlos mit geringem braunem, flockigen Bodensatz	klar, farblos, geruchlos, ohne Bodensatz	trübe, braun, schwacher Schwefelwasserstoffgeruch, mit braunem, flockigem Bodensatz
In 1 Liter der Probe sind enthalten:			
Kieselsäure	11 mg	Spur	19 mg
Kalk	65 „	274 mg	63 „
Magnesia	8 „	2288 „	28 „
Kohlensäure (einfach gebunden) .	49 „	30 „	45 „
Schwefelsäure(SO_3)	19 „	2119 „	75 „
Chlor	28 „	18510 „	172 „
Salpetersäure . . .	fehlt	fehlt	Spur
Schwefelwasserstoff	„	„	„
Organische Stoffe .	103 mg	„	171 mg
Gesamtrückstand bei 125° C getrocknet	257 mg	36594 mg	602 mg
Härte in deutschen Härtegraden (1 Härtegrad = 1 Gewichtsteil Kalk oder die äquivalente Menge Magnesia in 100000 Gewichtsteilen Wasser)			
Gesamthärte . . .	7,6	347,7	10,2
Bleibende Härte .	1,4	343,9	4,5
Vorübergeh. Härte .	6,2	3,8	5,7

II. Ermittelung der Festigkeitswerte.

(Ausgeführt im Laboratorium der Dortmunder Union.)

In Tabelle 3 sind die Ergebnisse der Zugversuche zusammengestellt und in Abb. 1 graphisch aufgetragen.

Tabelle 3.

Stahlsorte	Bezeichnung	Kupfer %	Kohlenstoff %	Streckgrenze kg/mm²	Bruchgrenze kg/mm²	Dehnung %	Einschnürung %
Weicheisen	G 1	0,04	0,13	43	54	27,8	59
	A 1	0,18	0,09	33,5	42,0	32	62,8
	B 1	0,27	0,07	34,0	46,0	31,8	62,5
	C 1	0,61	0,07	36,0	46,6	29,3	61,0
	D 1	0,80	0,07	39,0	48,6	27,5	55,0
	E 1	1,04	0,08	45,0	55,5	28,0	58,0
Hochbaustahl	G 2	0,04	0,15	45	60,6	26,2	52
	A 2	0,15	0,15	36,5	48,0	26,7	58,0
	B 2	0,30	0,25	42,2	55,0	23,4	50,0
	C 2	0,58	0,22	38,0	51,0	26,6	50,0
	D 2	0,84	0,19	40,7	53,5	28,0	57,3
	E 2	1,07	0,22	45,0	60,2	23,4	51,7
Hartstahl	G 3	0,03	0,27	42	61,3	22,3	49
	A 3	0,18	0,29	41,6	59,5	20,0	43,4
	B 3	0,37	0,29	40,2	57,2	24,6	50,3
	C 3	0,54	0,29	42,8	64,5	22,7	48,0
	D 3	0,72	0,32	46,0	63,0	20,0	45,0
	E 3	1,05	0,24	47,7	60,5	29,2	48,3

Aus Tabelle 3 und Abb. 1 ergibt sich folgendes:

Zunächst erscheint es auffallend, daß die Vergleichsmaterialien G (nahezu kupferfrei) in fast allen Fällen die höchsten Festigkeitswerte ergeben haben. Bei G 1 dürfte dieses Verhalten auf den höheren Mangangehalt zurückzuführen sein; G 2 und G 3 besitzen jedoch nahezu gleiche Mangangehalte wie die kupferhaltigen Materialien; worauf ihre günstigen Festigkeitszahlen zurückzuführen sind, ist nicht ohne weiteres zu erkennen.

Bezüglich des Einflusses eines steigenden Kupfergehaltes gilt folgendes:

Weicheisen: Mit steigendem Kupfergehalt steigen σ_B und σ_S von 0,18% Cu ab ganz regelmäßig an.

Dehnung und Einschnürung weisen schwachen Abfall auf.

Hochbaustahl: Der Einfluß eines steigenden Kupfergehaltes ist der gleiche wie beim Weicheisen.

Die Werte für Material B 2 fallen etwas heraus, was auf den höheren Kohlenstoffgehalt dieses Materials (0,25% C) zurückzuführen sein dürfte. Die Werte sind in Abb. 1 in Klammern [ ] gesetzt.

Digitized by Google

Hartstahl: Dieses Material weist größere Schwankungen im Kurvenverlauf auf. Die Ursache dafür dürfte auch hier in den schwankenden Kohlenstoffgehalten zu suchen sein. Ein schwacher Anstieg von σ_S mit steigendem Kupfergehalt ist jedoch auch hier unverkennbar. Die verhältnismäßig hohe Dehnung des Materials E 3 hängt vermutlich mit dem niedrigeren Kohlenstoffgehalt zusammen.

III. Metallographische Gefügeuntersuchung.

Von allen 18 Materialien wurden Querschliffe und Längsschliffe entnommen, die mit alkoholischer Salpetersäure geätzt wurden. Sämtliche Werkstoffe zeigten am Rand eine schwache Entkohlung[1].

Aus der Gefügeuntersuchung ergibt sich, daß innerhalb der drei Stahlsorten keine wesentlichen Unterschiede im Kleingefüge bestehen. Selbst Kupfergehalte über 1% Cu haben gar keinen Einfluß auf den Gefügeaufbau.

IV. Korrosionsversuche bei Zimmertemperatur.

Zu den Korrosionsversuchen wurden allseitig abgeschmirgelte Plättchen (Abmessungen etwa: 44×28 ×4,5 mm und Bohrung von 5 mm Durchmesser) verwandt. Die Plättchen wurden zunächst mit Benzol und darauf mit einem Alkohol- und Äthergemisch entfettet, im Trockenschrank bei 100° getrocknet und dann gewogen.

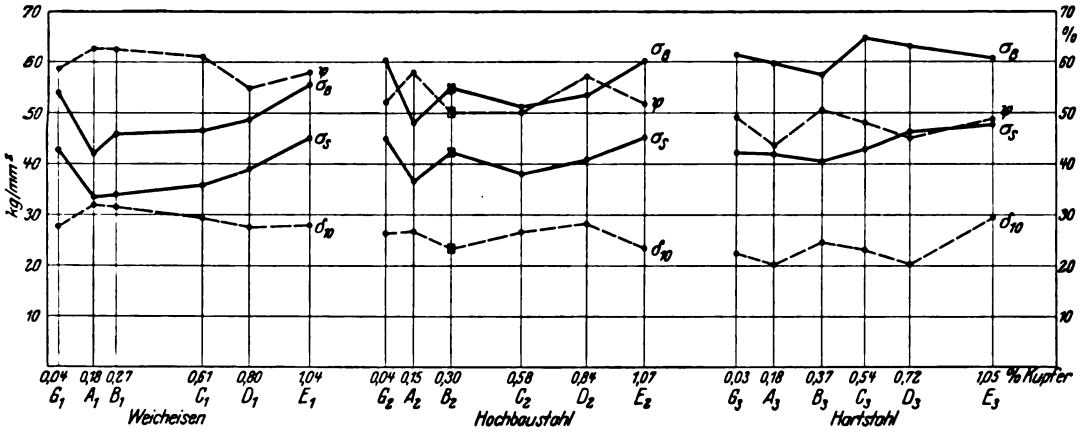


Abb. 1. Ergebnisse der Festigkeitsversuche (Tabelle 3).

Tabelle 4. Gefügeuntersuchung der zu den Korrosionsversuchen verwendeten Materialien. (Ausgeführt im Laboratorium der Dortmunder Union.)

Stahlsorte	Bezeichnung	Kupfer %	Kohlenstoff %	Beschreibung des Gefüges	Abb.	Lineare Vergrößerung
Weicheisen	G 1	0,04	0,13	Sehr feines, am Rande etwas gröberes Korn. In der Mitte schwache Zeilenstruktur	2	300
	A 1	0,18	0,09	Am Rande schwache Rekristallisation, in der Mitte feines, gleichmäßiges Korn	3	300
	B 1	0,27	0,07	Feines und gleichmäßiges Korn	4	300
	C 1	0,61	0,07	Wie B 1	5	300
	D 1	0,80	0,07	Wie A 1	6	300
	E 1	1,04	0,08	Sehr feines, gleichmäßiges Korn. In der Mitte Anhäufungen nichtmetallischer Einschlüsse	7	300
Hochbaustahl	G 2	0,04	0,15	Am Rande schwache Rekristallisation. Sehr feines, gleichmäßiges Korn. In der Mitte schwache Zeilenstruktur	8	300
	A 2	0,15	0,15	Feines, gleichmäßiges Korn. In der Mitte nichtmetallische Einschlüsse	9	300
Hochbaustahl	B 2	0,30	0,25	Sehr feines, gleichmäßiges Korn. In der Mitte schwache Zeilenstruktur	10	300
	C 2	0,58	0,22	Feines, gleichmäßiges Korn	11	300
	D 2	0,84	0,19	Sehr feines, gleichmäßiges Korn. In der Mitte nichtmetallische Einschlüsse	12	300
	E 2	1,07	0,22	Sehr feines, gleichmäßiges Korn	13	300
Hartstahl	G 3	0,03	0,27	Ziemlich gleichmäßiges, feines Korn	14	300
	A 3	0,18	0,29	Sehr feines, gleichmäßiges Korn	15	300
	B 3	0,37	0,29	Wie A 3	16	300
	C 3	0,54	0,29	Feines und gleichmäßiges Korn	17	300
	D 3	0,72	0,32	Sehr feines, gleichmäßiges Korn. Im Kern schwache Zeilenstruktur	18	300
	E 3	1,05	0,24	Sehr feines, gleichmäßiges Korn	19	300

[1] Für die nachfolgend beschriebenen Korrosionsversuche ist die schwache Entkohlung belanglos, da zu den Versuchen allseitig abgeschmirgelte Probeplättchen verwendet wurden.

Digitized by Google

Weicheisen.

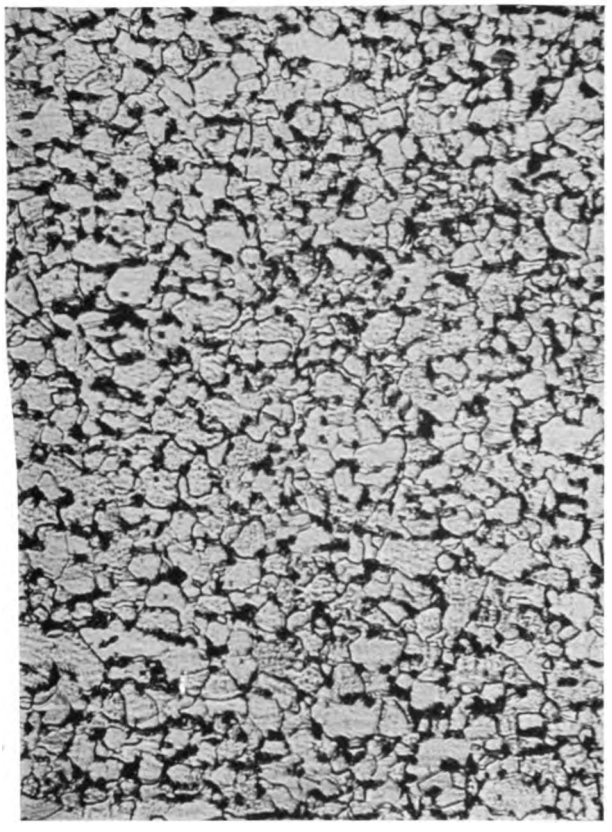


Abb. 2. G_1. $v = 300$.

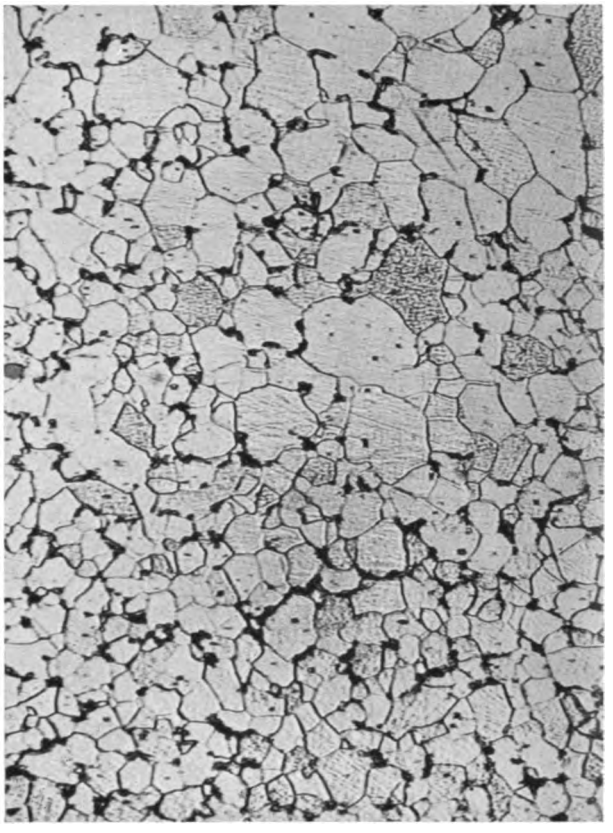


Abb. 3. A_1. $v = 300$.

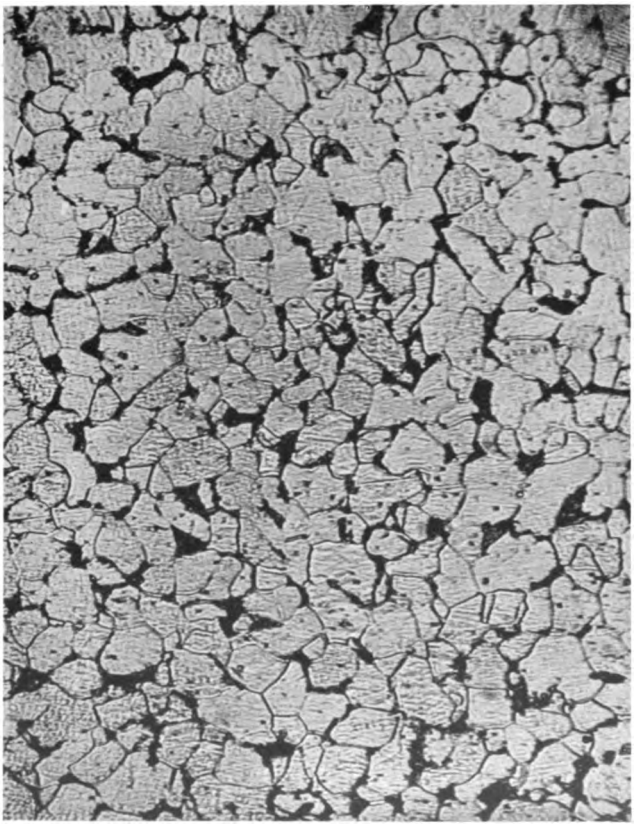


Abb. 4. B_1. $v = 300$.

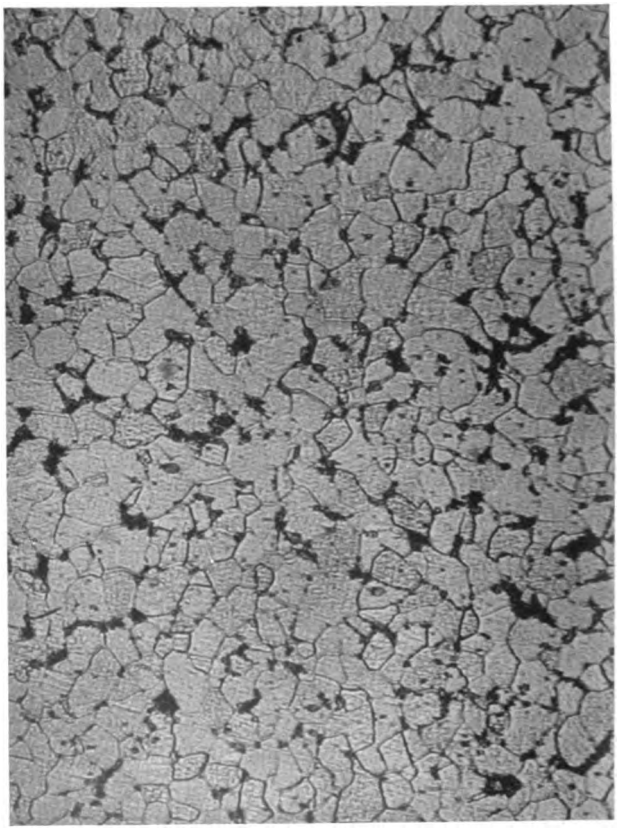


Abb. 5. C_1. $v = 300$.

Digitized by Google

Weicheisen.

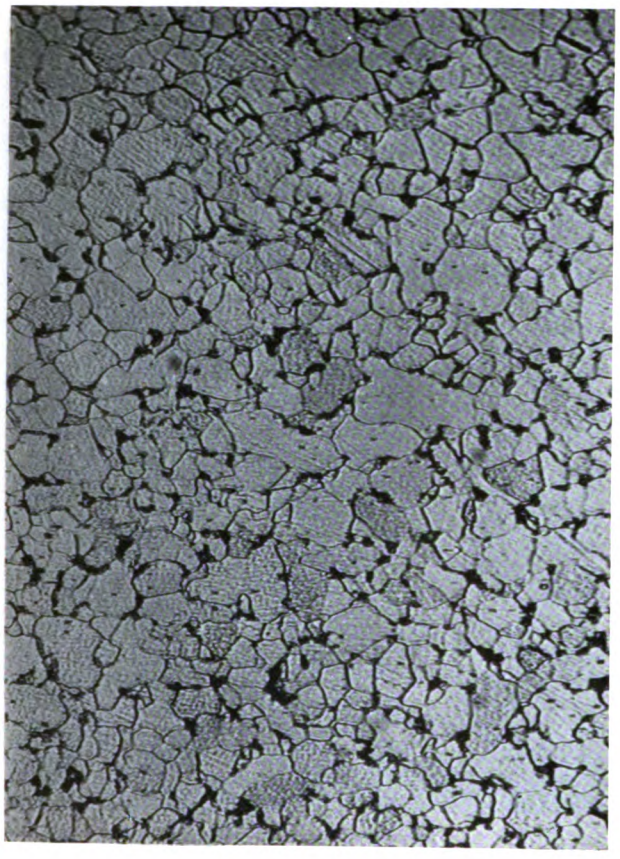


Abb. 6. D_1. $v = 300$.

Abb. 7. E_1. $v = 300$.

Hochbaustahl.

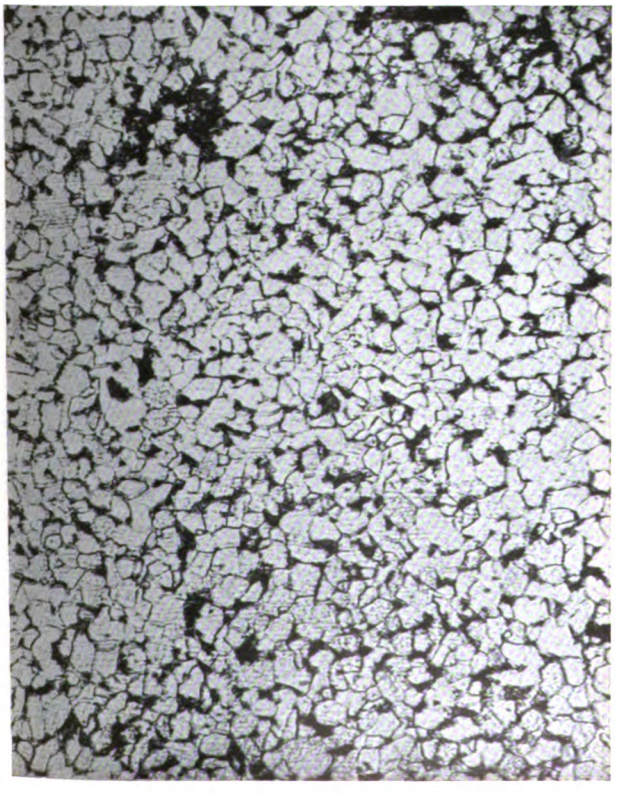


Abb. 8. G_2. $v = 300$.

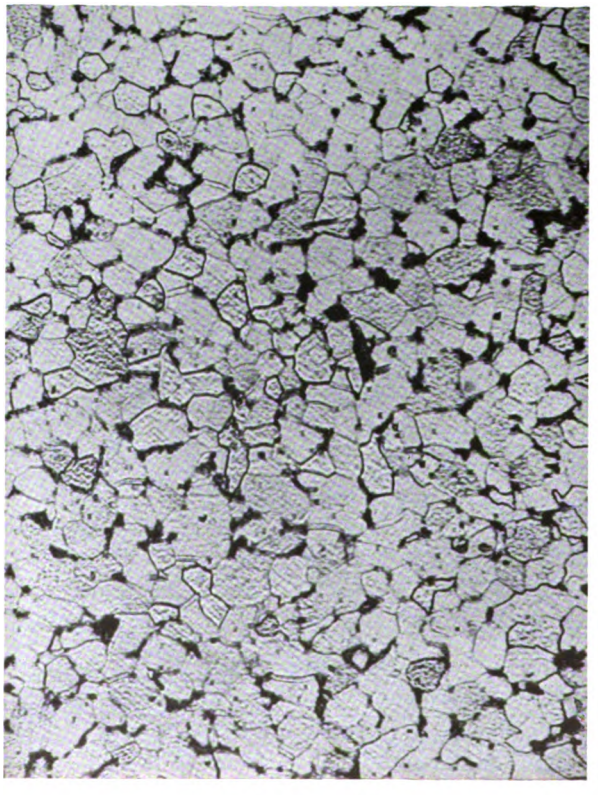


Abb. 9. A_2. $v = 300$.

Digitized by Google

Hochbaustahl.

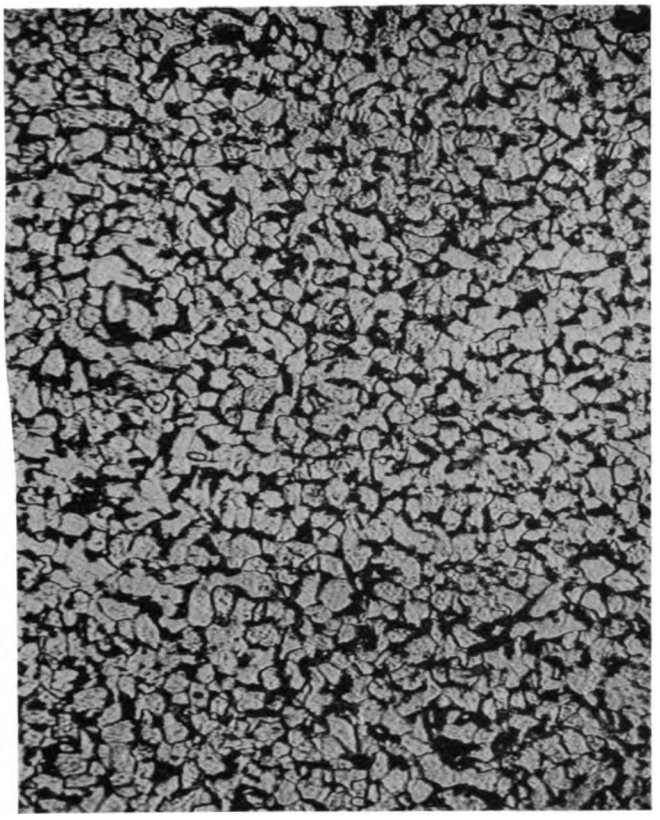


Abb. 10. B_2. $v = 300$.

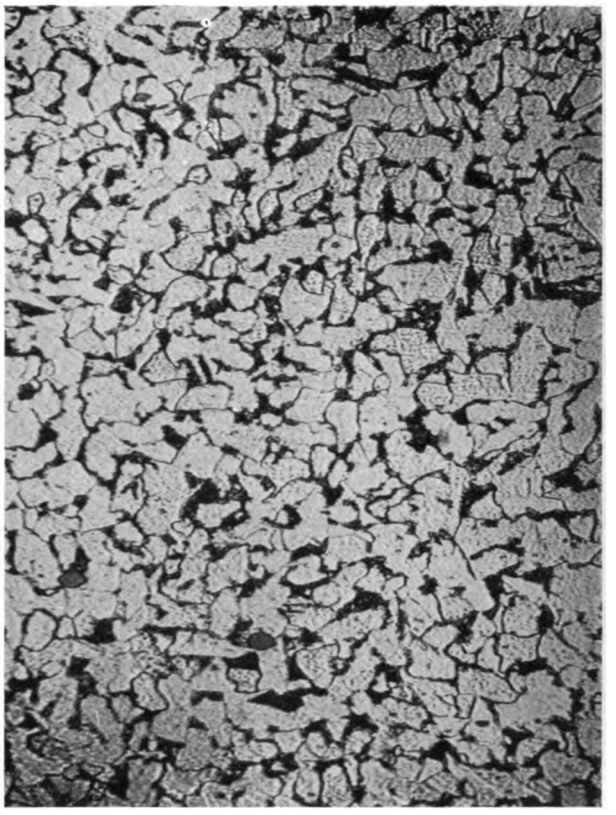


Abb. 11. C_2. $v = 300$.

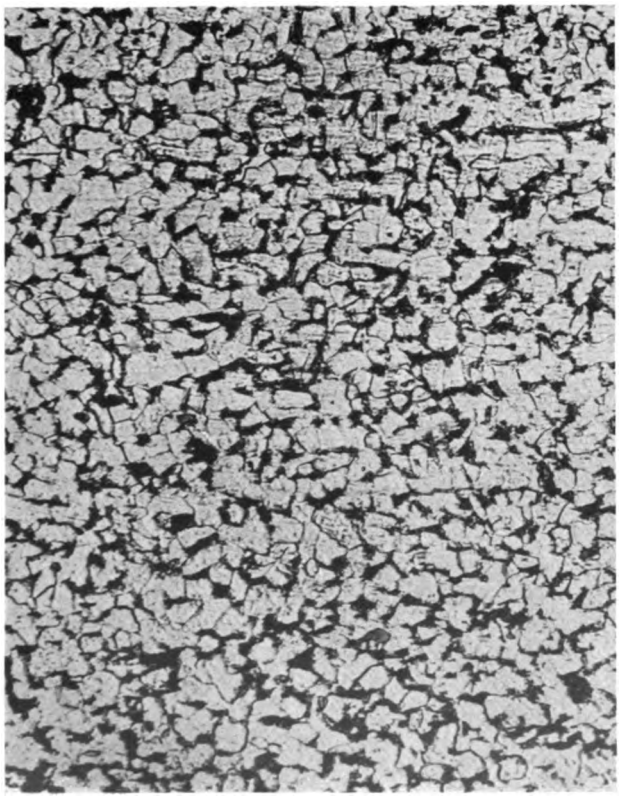


Abb. 12. D_2. $v = 300$.

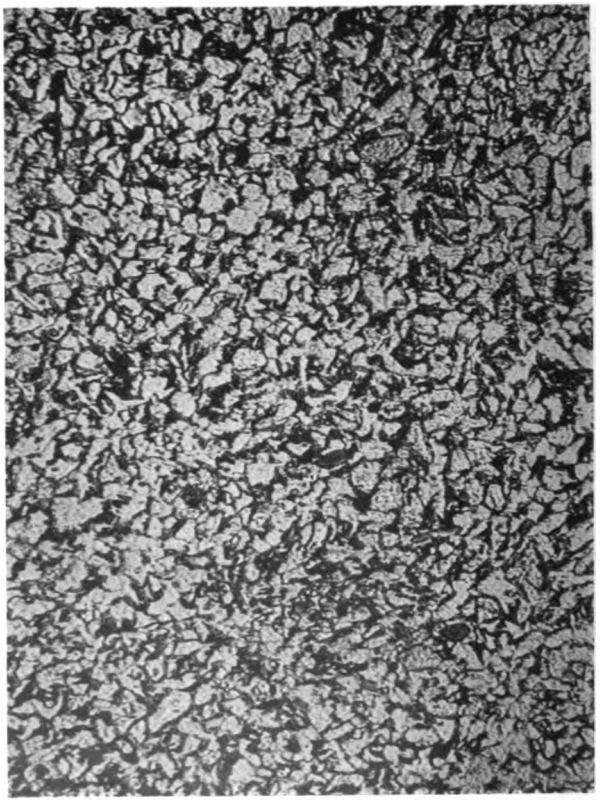


Abb. 13. F_2. $v = 300$.

Digitized by Google

Hartstahl.

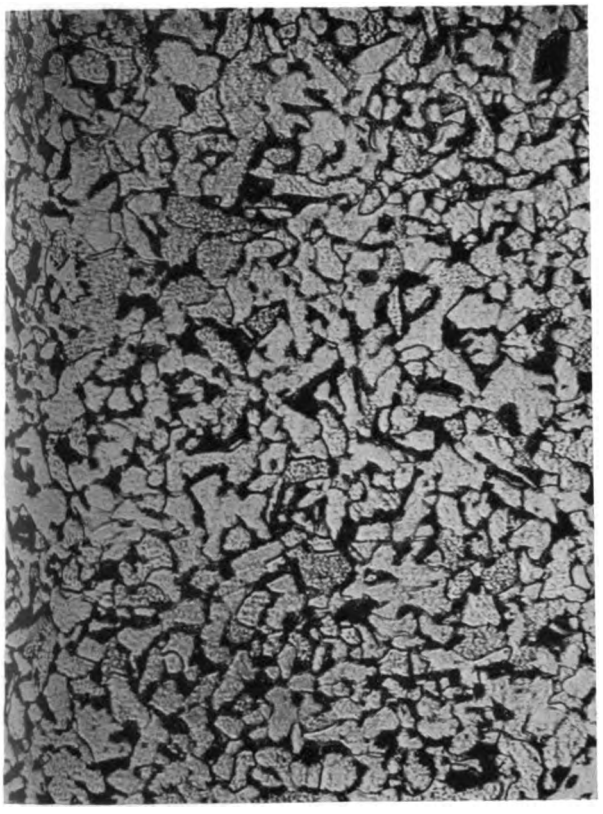


Abb. 14. G_3. $v = 300$.

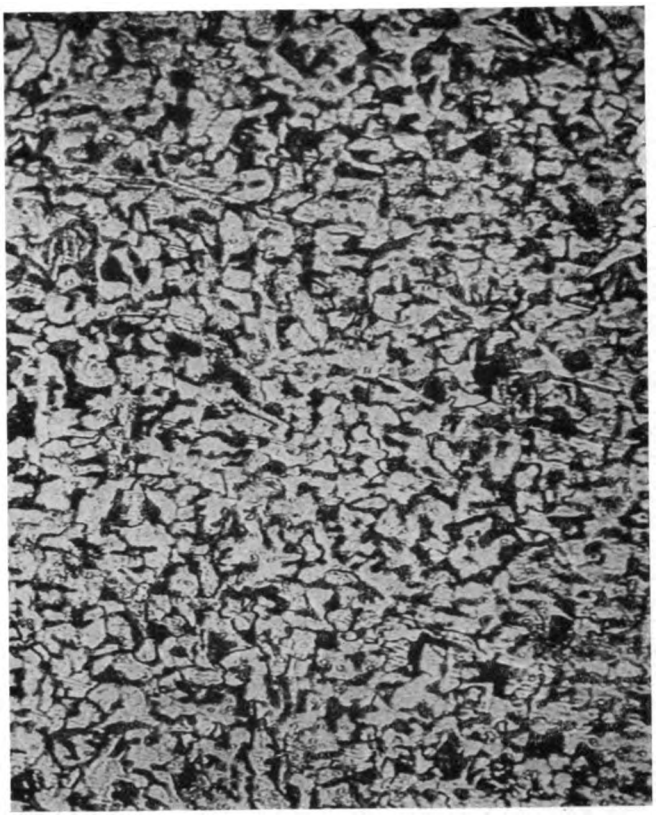


Abb. 15. A_3. $v = 300$.

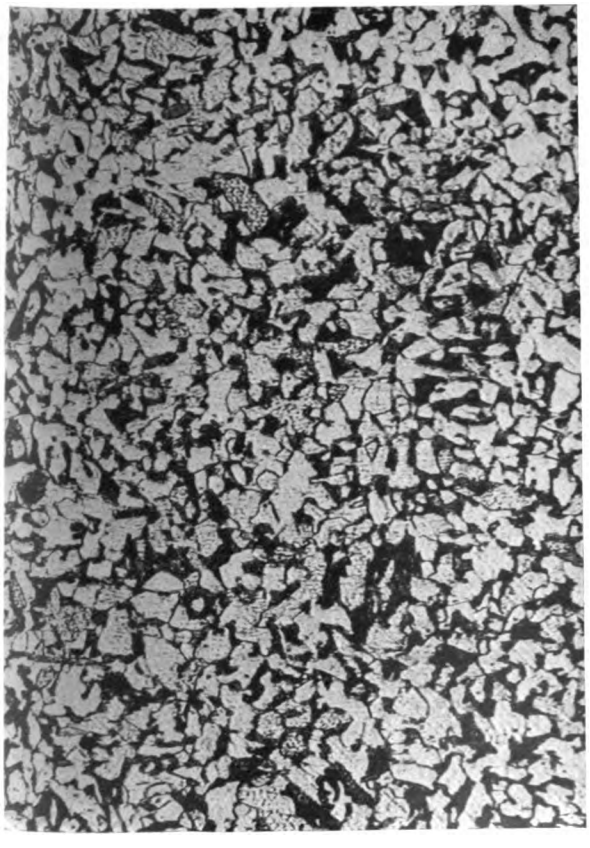


Abb. 16. B_3. $v = 300$.

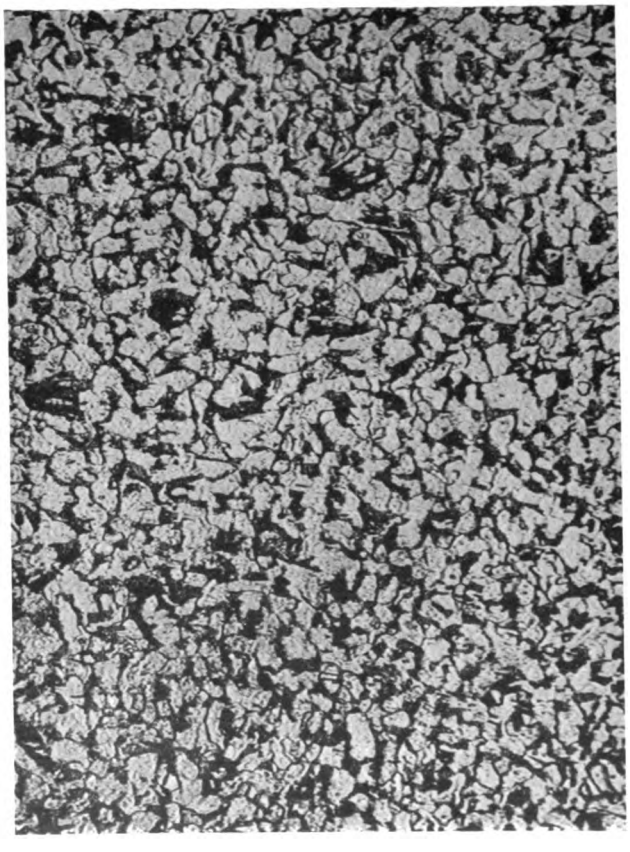


Abb. 17. C_3. $v = 300$.

Digitized by Google

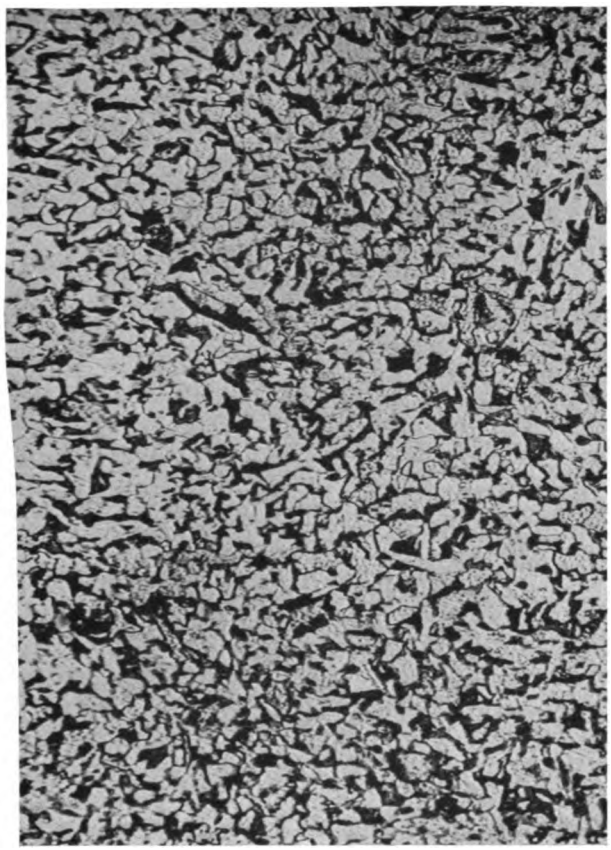


Abb. 18. D_3. $v = 300$.

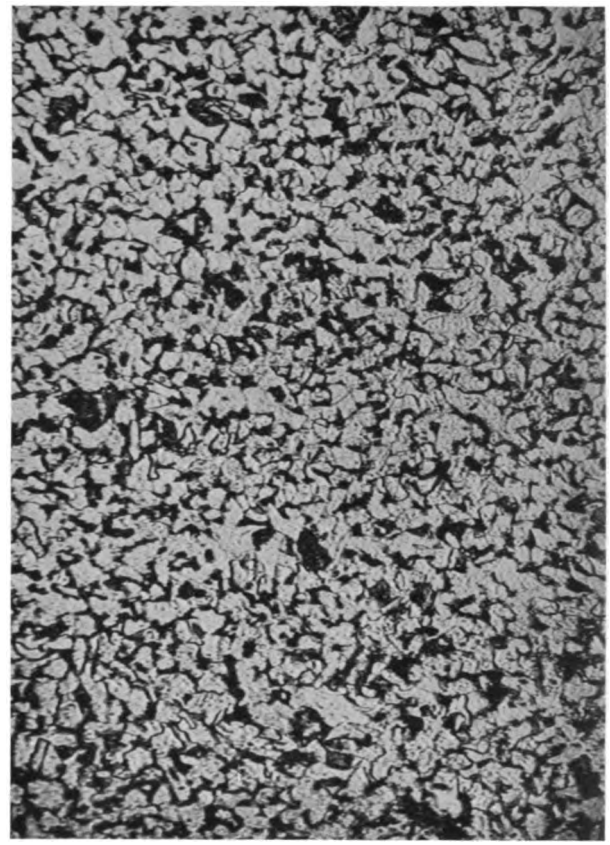


Abb. 19. E_3. $v = 300$.

Nach Maßgabe der Abb. 20 wurde je ein Plättchen am Glashaken in einen Glaszylinder mit 500 ccm Versuchsflüssigkeit (Wasser, Säure usw.) eingehängt; die obere Kante des Plättchens befand sich 25 mm unter dem Flüssigkeitsspiegel. Das verdunstete Wasser wurde nach je 10 Tagen durch Zugeben von destilliertem Wasser ersetzt. Nach 20, 40 und 60 Tagen wurden je 3 Probeplättchen jedes Materials herausgenommen, mit einer weichen Bürste von anhaftendem Rost bzw. Belag gereinigt[1], in Alkohol gelegt, mit einem Tuch getrocknet, bei 100° im Trockenschrank erwärmt und nach dem Abkühlen wieder gewogen. Da sämtliche Plättchen nahezu gleiche Oberfläche und gleiches Gewicht hatten, so sind in den nachfolgenden Tabellen die Gewichtsabnahmen in Prozenten des Gesamtgewichtes angegeben. Jede Prozentangabe ist der Mittelwert aus 3 Einzelwerten.

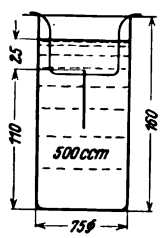


Abb. 20. Versuchsanordnung für die Korrosionsversuche bei Zimmertemperatur.

IVa. Korrosionsversuche in destilliertem Wasser.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5 zusammengestellt und in Abb. 21 graphisch aufgetragen.

Aus Tabelle 5 und Abb. 21 geht folgendes hervor:

1. Die im Amt und in Dortmund ausgeführten Korrosionsversuche weisen unter Berücksichtigung der an den verschiedenen Orten (Berlin und Dortmund) herrschenden verschiedenen Zimmertemperaturen, ferner unter Berücksichtigung des Umstandes, daß die Versuche zu verschiedenen Jahreszeiten ausgeführt werden mußten, überraschend gute Übereinstimmung auf. Größere Abweichungen finden sich nur bei den Versuchen mit Hartstahl (60 Tage Versuchsdauer).

2. Im allgemeinen weisen die Kurven, von einzelnen Schwankungen abgesehen, mit steigendem Kupfergehalt

[1] Der auf den Plättchen fester haftende, nicht abwaschbare Rost wurde nach den folgenden zwei Verfahren entfernt:

1. Verfahren: Die Plättchen werden mit schwach ammoniakalischer Ammoniumzitratlösung (173 g Ammoniumzitrat auf 1 Liter Wasser und 200 ccm Ammoniak, Vol.-Gewicht = 0,925) behandelt. Der Rost löst sich darin auf; das darunter befindliche Eisen wird nicht angegriffen. Dieses Verfahren wurde bei der Dortmunder Union angewendet.

2. Verfahren: Die Plättchen werden in 7proz. Natronlauge mit Zinkspänen oder Zinkgranalien auf dem Wasserbad erwärmt. Nach kurzer Zeit tritt starke Wasserstoffentwicklung auf, die eine Reduktion des Eisenrostes zu schwarzem Eisen einleitet. Das unter dem Rost befindliche Eisen wird von Natronlauge nicht angegriffen. Eine einstündige Behandlung der gerosteten Plättchen reicht zumeist aus, um den Eisenrost völlig zu reduzieren; der lockere Eisenschlamm läßt sich dann leicht abwaschen. Bei längerer Behandlung mit Natronlauge und Zink bleibt auf den Plättchen ein Belag von Zinkhydroxyd zurück, der mit Arsenschwefelsäure (2proz. Schwefelsäure + 2 g arsenige Säure im Liter; vgl. O. Bauer: Mitt. Materialpr.-Amt 1914, S. 458) leicht abgelöst werden kann. Das letztere Verfahren wurde bei den Versuchen im Amt fast ausschließlich angewendet.

Digitized by Google

ein schwaches Absinken auf. Am deutlichsten ist das Absinken bei Hartstahl.

IVb. Korrosionsversuche in Flußwasser.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 6 zusammengestellt und in Abb. 22 graphisch aufgetragen.

Tabelle 5. Korrosionsversuche in destilliertem Wasser bei Zimmertemperatur.

Material	Bezeichnung	Chemische Zusammensetzung		Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach			Versuche der Dortmunder Union Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach		
		Cu %	C %	20 Tagen	40 Tagen	60 Tagen	20 Tagen	40 Tagen	60 Tagen
Weicheisen	G 1	0,04	0,13	0,203	0,367	0,520	0,199	0,354	0,510
	A 1	0,18	0,09	0,192	0,360	0,499	0,187	0,352	0,590
	B 1	0,27	0,07	0,192	0,364	0,514	0,202	0,369	0,520
	C 1	0,61	0,07	0,175	0,311	0,450	0,195	0,356	0,500
	D 1	0,80	0,07	0,168	0,312	0,456	0,181	0,345	0,476
	E 1	1,04	0,08	0,161	0,298	0,452	0,169	0,350	0,510
Hochbaustahl	G 2	0,04	0,15	0,199	0,377	0,536	0,190	0,405	0,530
	A 2	0,15	0,15	0,198	0,380	0,549	0,190	0,362	0,510
	B 2	0,30	0,25	0,187	0,355	0,506	0,190	0,312	0,453
	C 2	0,58	0,22	0,177	0,314	0,461	0,187	0,336	0,487
	D 2	0,84	0,19	0,154	0,294	0,438	0,187	0,347	0,500
	E 2	1,07	0,22	0,147	0,290	0,447	0,184	0,350	0,500
Hartstahl	G 3	0,03	0,27	0,205	0,387	0,566	0,227	0,391	0,690
	A 3	0,18	0,29	0,180	0,320	0,494	0,174	0,345	0,530
	B 3	0,37	0,29	0,187	0,352	0,472	0,195	0,381	0,610
	C 3	0,54	0,29	0,187	0,343	0,497	0,223	0,388	0,630
	D 3	0,72	0,32	0,201	0,351	0,501	0,187	0,383	0,610
	E 3	1,05	0,24	0,159	0,297	0,450	0,209	0,354	0,583

Tabelle 6. Korrosionsversuche in Flußwasser (Spreewasser) bei Zimmertemperatur.

Material	Bezeichnung	Chemische Zusammensetzung		Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach			Versuche der Dortmunder Union Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach		
		Cu %	C %	20 Tagen	40 Tagen	60 Tagen	20 Tagen	40 Tagen	60 Tagen
Weicheisen	G 1	0,04	0,13	0,204	0,396	0,588	0,183	0,307	0,600
	A 1	0,18	0,09	0,192	0,402	0,570	0,155	0,408	0,500
	B 1	0,27	0,07	0,197	0,402	0,583	0,173	0,421	0,520
	C 1	0,61	0,07	0,190	0,390	0,575	0,160	0,414	0,500
	D 1	0,80	0,07	0,192	0,383	0,556	0,162	0,337	0,550
	E 1	1,04	0,08	0,195	0,386	0,566	0,150	0,288	0,570
Hochbaustahl	G 2	0,04	0,15	0,201	0,416	0,616	0,185	0,306	0,570
	A 2	0,15	0,15	0,195	0,397	0,596	0,190	0,305	0,570
	B 2	0,30	0,25	0,190	0,378	0,576	0,183	0,297	0,570
	C 2	0,58	0,22	0,175	0,350	0,546	0,177	0,307	0,570
	D 2	0,84	0,19	0,181	0,357	0,547	0,176	0,281	0,570
	E 2	1,07	0,22	0,172	0,360	0,551	0,174	0,308	0,560
Hartstahl	G 3	0,03	0,27	0,191	0,372	0,538	0,165	0,315	0,660
	A 3	0,18	0,29	0,167	0,347	0,540	0,154	0,328	0,560
	B 3	0,37	0,29	0,169	0,348	0,539	0,164	0,323	0,540
	C 3	0,54	0,29	0,168	0,368	0,582	0,160	0,280	0,530
	D 3	0,72	0,32	0,199	0,401	0,555	0,147	0,300	0,610
	E 3	1,05	0,24	0,172	0,360	0,556	0,143	0,282	0,530

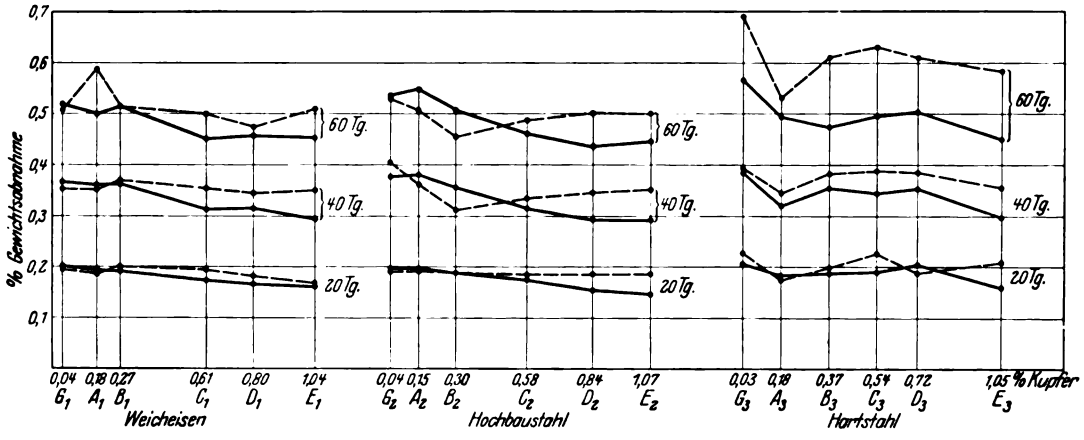


Abb. 21. Korrosionsversuche in destilliertem Wasser bei Zimmertemperatur (Tabelle 5).
•———• Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes; • - - - • Versuche der Dortmunder Union.

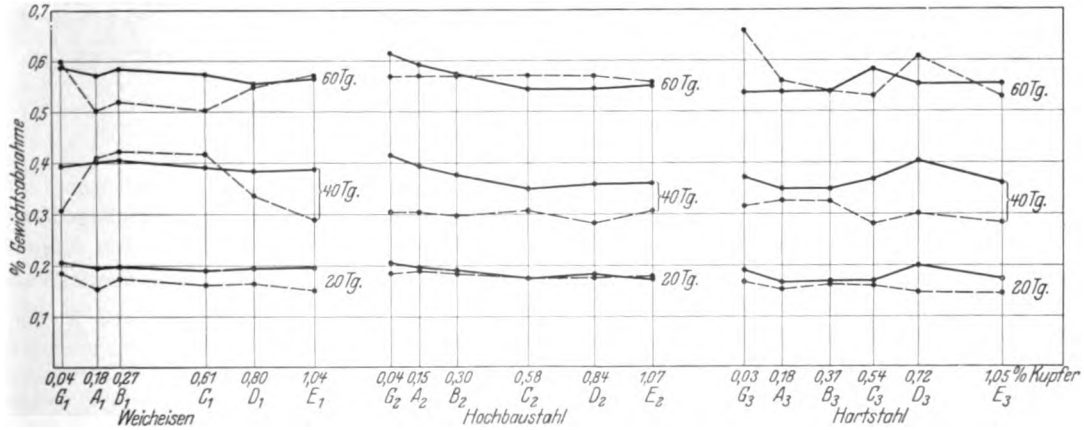


Abb. 22. Korrosionsversuche in Flußwasser (Spreewasser) bei Zimmertemperatur (Tabelle 6).
•- ——• Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes; • - - - • Versuche der Dortmunder Union.

Digitized by Google

Aus Tabelle 6 und Abb. 22 geht folgendes hervor:

1. Die im Amt und in Dortmund durchgeführten Korrosionsversuche weisen bei 20tägiger Versuchsdauer einigermaßen befriedigende Übereinstimmung auf, bei den längeren Versuchsdauern (40 und 60 Tage) sind zum Teil erhebliche Schwankungen vorhanden. Hierzu ist zu bemerken, daß die Versuche an verschiedenen Orten und zu verschiedenen Zeiten ausgeführt wurden, wobei es naturgemäß unmöglich ist, die Raumtemperaturen, die einen wesentlichen Einfluß auf die Stärke der Korrosion ausüben, immer gleich zu halten.

2. Bei den im Amt ausgeführten Versuchen ist zwar beim Weicheisen ein sehr schwaches Absinken der Korrosion mit steigendem Kupfergehalt erkennbar; die in Dortmund ausgeführten Versuche weisen gerade bei dieser Reihe die größten Schwankungen auf.

3. Beim Hochbaustahl weisen die im Amt ausgeführten Versuche ein schwaches Absinken der Korrosion mit steigendem Kupferzusatz auf; die in Dortmund ausgeführten Versuche lassen einen Einfluß des Kupferzusatzes nicht erkennen.

4. Beim Hartstahl weisen die im Amt ausgeführten Versuche keinen deutlichen Einfluß des Kupferzusatzes auf; die in Dortmund ausgeführten Versuche lassen ein schwaches Absinken der Korrosion erkennen.

IVc. Korrosionsversuche in Nordseewasser.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 7 zusammengestellt und in Abb. 23 graphisch aufgetragen.

Aus Tabelle 7 und Abb. 23 geht folgendes hervor:

1. Die in Dortmund durchgeführten Korrosionsversuche mit Nordseewasser weisen durchgängig erheblich größere Gewichtsabnahme der Eisenplättchen auf als die im Amt durchgeführten. Die Erklärung dafür läßt sich nur unter Berücksichtigung der verschiedenen Jahreszeiten, zu denen die Versuche ausgeführt wurden, geben. Im Amt lag die Versuchszeit für diese Reihe in den kalten Wintermonaten des Winters 1928/29, die Zimmertemperatur kühlte in den kalten Nächten bis auf +8° C ab. In Dortmund wurden diese Versuche in den warmen Sommermonaten des Jahres 1928 ausgeführt.

Es ist bekannt, daß schon kleine Temperaturschwankungen den Rostangriff stark beeinflussen[1]; der Angriff steigt nahezu linear mit der Temperatur.

Tabelle 7. Korrosionsversuche in Nordseewasser bei Zimmertemperatur.

Material	Bezeichnung	Chemische Zusammensetzung		Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach			Versuche der Dortmunder Union: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach		
		Cu %	C %	20 Tagen	40 Tagen	60 Tagen	20 Tagen	40 Tagen	60 Tagen
Weicheisen	G 1	0,04	0,13	0,140	0,254	0,364	0,225	0,366	0,492
	A 1	0,18	0,09	0,129	0,258	0,359	0,235	0,375	0,510
	B 1	0,27	0,07	0,128	0,250	0,361	0,220	0,359	0,510
	C 1	0,61	0,07	0,131	0,253	0,349	0,240	0,355	0,510
	D 1	0,80	0,07	0,128	0,246	0,344	0,210	0,314	0,472
	E 1	1,04	0,08	0,129	0,249	0,367	0,205	0,365	0,500
Hochbaustahl	G 2	0,04	0,15	0,142	0,270	0,394	0,235	0,385	0,523
	A 2	0,15	0,15	0,139	0,254	0,376	0,224	0,356	0,486
	B 2	0,30	0,25	0,133	0,243	0,348	0,222	0,347	0,508
	C 2	0,58	0,22	0,136	0,254	0,377	0,220	0,369	0,499
	D 2	0,84	0,19	0,133	0,257	0,358	0,220	0,377	0,477
	E 2	1,07	0,22	0,139	0,261	0,371	0,210	0,343	0,468
Hartstahl	G 3	0,03	0,27	0,148	0,274	0,383	0,215	0,381	0,532
	A 3	0,18	0,29	0,135	0,262	0,371	0,220	0,380	0,492
	B 3	0,37	0,29	0,142	0,264	0,388	0,230	0,410	0,567
	C 3	0,54	0,29	0,138	0,253	0,354	0,228	0,372	0,524
	D 3	0,72	0,32	0,141	0,253	0,365	0,224	0,361	0,509
	E 3	1,05	0,24	0,139	0,267	0,366	0,220	0,365	0,502

2. Ein deutlicher Einfluß eines steigenden Kupfergehaltes auf den Korrosionswiderstand ist bei diesen Versuchen nicht erkennbar.

IVd. Korrosionsversuche in humussäurehaltigem Wasser.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 8 zusammengestellt und in Abb. 24 graphisch aufgetragen.

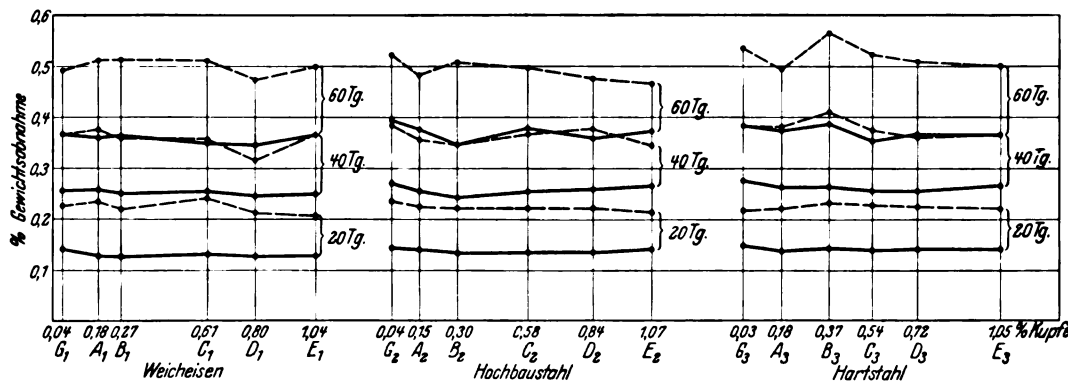


Abb. 23. Korrosionsversuche in Nordseewasser bei Zimmertemperatur (Tabelle 7).
• ——• Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes; • – – – • Versuche der Dortmunder Union.

Aus Tabelle 8 und Abb. 24 geht folgendes hervor:

1. Die in Dortmund durchgeführten Korrosionsversuche weisen ganz erheblich größere Gewichtsabnahmen

[1] Siehe auch O. Bauer, O. Vogel und K. Zepf: „Das Verhalten von Eisen, Rotguß und Messing gegenüber den in Kaliabwässern enthaltenen Salzen und Salzgemischen bei gewöhnlicher Temperatur und bei den im Dampfkessel herrschenden Temperaturen und Drücken". Mitt. Materialpr.-Amt Berlin-Dahlem, Sonderheft Nr. 1, S. 14. Berlin: Julius Springer 1925.

Digitized by Google

der Eisenplättchen auf als die im Amt durchgeführten. Diese großen Unterschiede sind teils auf höhere Zimmertemperaturen[1] während der Versuchszeit und teils auf die Erneuerung des angreifenden Wassers in Dortmund nach je 10 Tagen zurückzuführen. Einen wesentlichen Einfluß auf die Angriffsfähigkeit des humussäurehaltigen Wassers wird auch die Lagerzeit des Wassers haben, da sich die Humussäure im Wasser allmählich zersetzt und damit die Angriffsfähigkeit sinkt[3].

Tabelle 8. Korrosionsversuche in humussäurehaltigem Wasser bei Zimmertemperatur.

Material	Bezeichnung	Chemische Zusammensetzung		Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach			Versuche der Dortmunder Union: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach		
		Cu %	C %	20 Tagen	40 Tagen	60 Tagen	20[2] Tagen	40[2] Tagen	60[2] Tagen
Weicheisen	G 1	0,04	0,13	0,040	0,130	0,249	0,165	0,409	0,567
	A 1	0,18	0,09	0,020	0,063	0,111	0,200	0,380	0,519
	B 1	0,27	0,07	0,016	0,049	0,160	0,191	0,351	0,579
	C 1	0,61	0,07	0,014	0,055	0,111	0,168	0,379	0,567
	D 1	0,80	0,07	0,013	0,032	0,070	0,168	0,374	0,564
	E 1	1,04	0,09	0,016	0,035	0,106	0,159	0,381	0,534
Hochbaustahl	G 2	0,04	0,15	0,033	0,078	0,233	0,145	0,452	0,602
	A 2	0,15	0,15	0,024	0,079	0,235	0,118	0,385	0,573
	B 2	0,30	0,25	0,024	0,048	0,128	0,127	0,403	0,597
	C 2	0,58	0,22	0,016	0,066	0,109	0,120	0,404	0,577
	D 2	0,84	0,19	0,018	0,035	0,101	0,135	0,421	0,553
	E 2	1,07	0,22	0,013	0,026	0,091	0,139	0,425	0,585
Hartstahl	G 3	0,03	0,27	0,022	0,083	0,101	0,142	0,459	0,581
	A 3	0,18	0,29	0,015	0,048	0,071	0,125	0,400	0,554
	B 3	0,37	0,29	0,016	0,050	0,049	0,131	0,421	0,562
	C 3	0,54	0,29	0,020	0,043	0,123	0,155	0,395	0,517
	D 3	0,72	0,32	0,015	0,054	0,055	0,150	0,419	0,589
	E 3	1,05	0,24	0,019	0,033	0,046	0,140	0,405	0,543

IVe und IVf. Tauchversuche in 1proz. Natriumchloridlösung und in destilliertem Wasser.

Versuchsdauer: 30, 60 und 75 Tage.

(Ausgeführt im Staatl. Materialprüfungsamt.)

Die Probeplättchen wurden, wie in Abb. 25 wiedergegeben, an Glashaken in Gefäße mit 500 ccm der Versuchsflüssigkeit eingehängt. Nach 24 Stunden wurden sämtliche Plättchen durch Heben des Aufhängegitters G aus der Flüssigkeit herausgehoben (siehe Abb. 26) und

Tabelle 9. Tauchversuche in 1proz. Natriumchloridlösung und in destill. Wasser bei Zimmertemperatur.

Material	Bezeichnung	Chemische Zusammensetzung		In Natriumchloridlösung[1]: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach			In destilliertem Wasser: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach		
		Cu %	C %	30 Tagen	60 Tagen	75 Tagen	30 Tagen	60 Tagen	75 Tagen
Weicheisen	G 1	0,04	0,13	1,746	5,591	8,189	0,301	0,602	0,640
	A 1	0,18	0,09	1,572	5,458	7,997	0,228	0,452	0,484
	B 1	0,27	0,07	1,574	5,639	8,608	0,235	0,423	0,465
	C 1	0,61	0,07	1,603	5,815	8,920	0,222	0,380	0,483
	D 1	0,80	0,07	1,576	5,982	8,825	0,199	0,394	0,469
	E 1	1,04	0,08	1,721	6,411	8,634	0,204	0,378	0,503
Hochbaustahl	G 2	0,04	0,15	1,710	5,538	8,321	0,232	0,442	0,588
	A 2	0,15	0,15	1,752	5,865	8,831	0,225	0,389	0,491
	B 2	0,30	0,25	1,850	6,475	8,923	0,194	0,385	0,455
	C 2	0,58	0,22	1,789	6,143	8,950	0,189	0,408	0,532
	D 2	0,84	0,19	1,851	6,643	9,487	0,192	0,384	0,454
	E 2	1,07	0,22	1,939	5,931	7,860	0,199	0,366	0,428
Hartstahl	G 3	0,03	0,27	1,775	5,725	8,755	0,235	0,462	0,572
	A 3	0,18	0,29	1,850	6,063	8,255	0,177	0,360	0,442
	B 3	0,37	0,29	1,850	6,696	8,961	0,177	0,396	0,488
	C 3	0,54	0,29	1,899	6,991	8,645	0,161	0,320	0,414
	D 3	0,72	0,32	1,867	6,229	8,343	0,198	0,336	0,396
	E 3	1,05	0,24	1,933	6,532	8,340	0,194	0,347	0,431

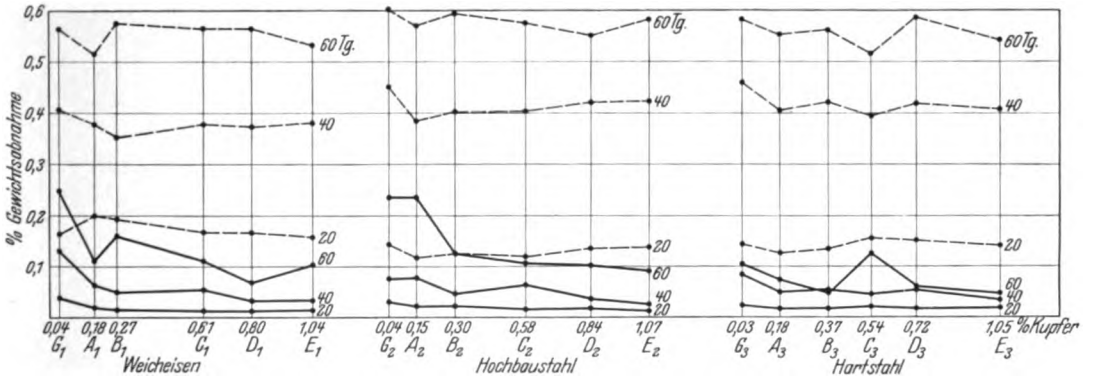


Abb. 24. Korrosionsversuche in humussäurehaltigem Wasser bei Zimmertemperatur (Tabelle 8).
•——• Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes; • - - - • Versuche der Dortmunder Union.

2. Mit steigendem Kupfergehalt des Materials ist eine schwache Abnahme des Rostangriffs erkennbar.

[1] Das Wasser wurde bei den Versuchen der Dortmunder Union nach je 10 Tagen erneuert.

[2] Vgl. auch Fußanmerkung 1 Seite 11.

[3] Bei den Versuchen in Dortmund wurde stets frisches, humussäurehaltiges Wasser verwendet, während bei den Versuchen im Amt das von der Dortmunder Union übersandte humussäurehaltige Wasser erst nach etwa 5monatiger Lagerzeit zur Verwendung kommen konnte.

[1] Die Plättchen waren nach dem Ausheben aus der Flüssigkeit zunächst schwarz, wurden an der Luft allmählich rostbraun und nach Eintauchen wieder schwarz. Nach längerer Versuchsdauer blätterten die Rostschichten zum Teil von den Plättchen ab (siehe die in Abb. 29 wiedergegebenen Plättchen). Das stärkere Rosten und Abblättern der Rostschichten beim Tauchversuch in Natriumchloridlösung ist darauf zurückzuführen, daß infolge der hygroskopischen Wirkung des Natriumchlorids die Plättchen an der Luft länger feucht blieben und daß somit bei ungehindertem Zutritt des Sauerstoffs die Bedingungen für verstärktes Rosten gegeben waren.

Digitized by Google

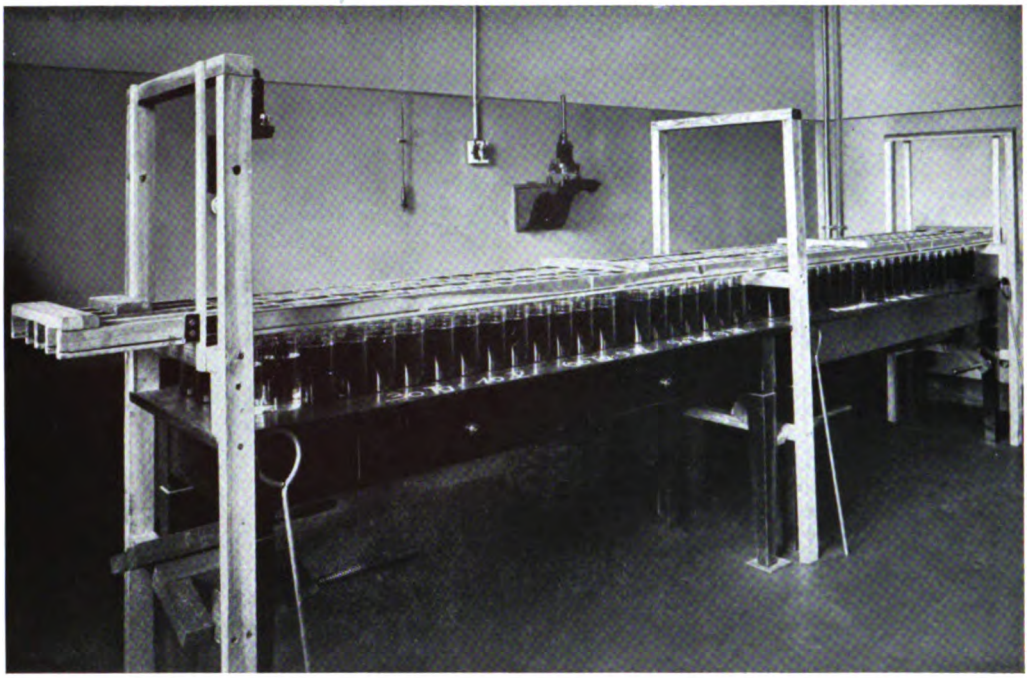


Abb. 25. Versuchsanordnung für die Tauchversuche. Probeplättchen in der Versuchsflüssigkeit.

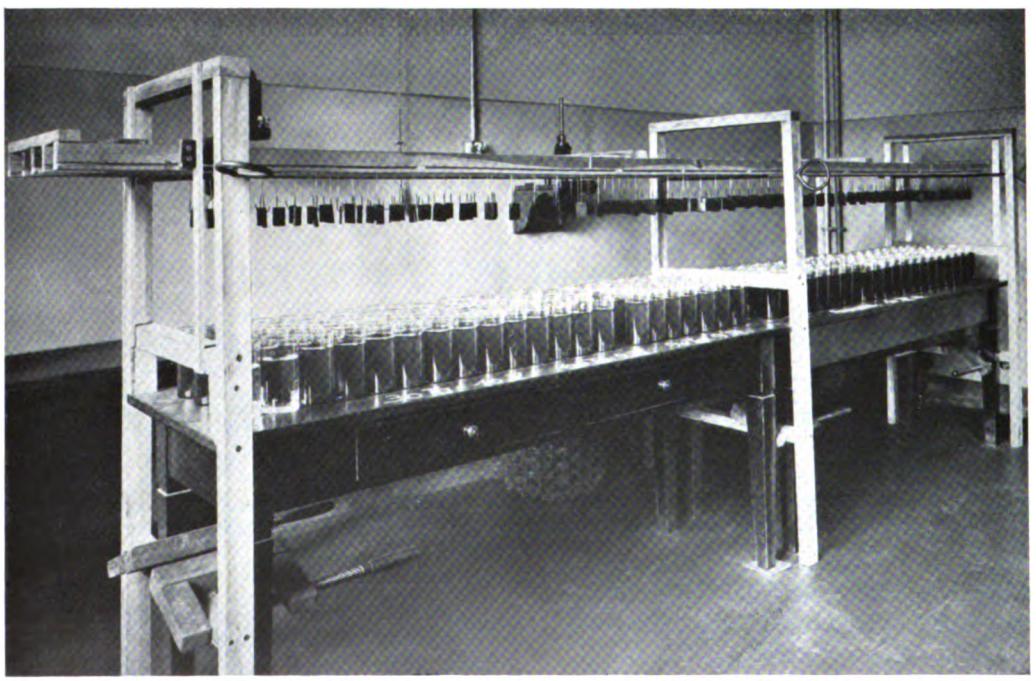


Abb. 26. Versuchsanordnung für die Tauchversuche. Probeplättchen außerhalb der Versuchsflüssigkeit.

Digitized by Google

nach 24stündigem Hängen an der Luft wieder in die Flüssigkeit eingetaucht. Die Plättchen befanden sich somit während der 75tägigen Versuchsdauer abwechselnd je 24 Stunden in der Flüssigkeit und je 24 Stunden an der Luft.

der Rostneigung der Bleche mit verschiedenen Kupfergehalten erkennbar.

Bei 60- bzw. 75tägiger Versuchsdauer weisen die Proben mit verschiedenen Kupfergehalten starke Schwankungen in der Rostneigung auf. Im allge-

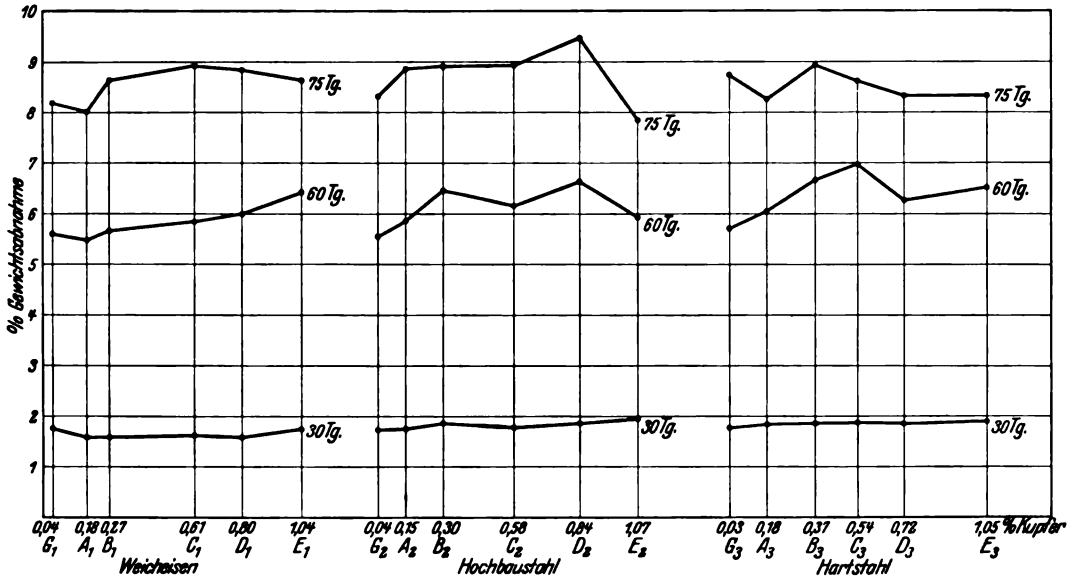


Abb. 27. Tauchversuche in 1proz. Natriumchloridlösung bei Zimmertemperatur (Tabelle 9). Versuche ausgeführt im Staatl. Materialprüfungsamt.

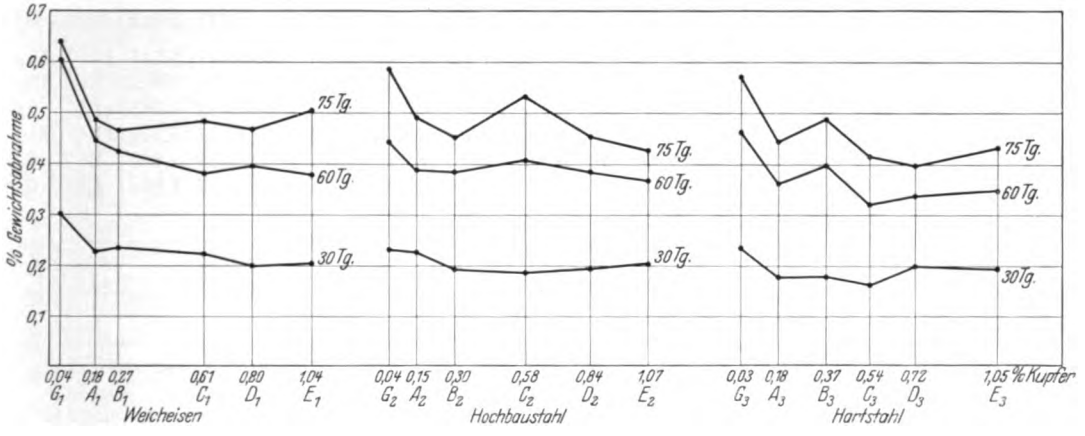


Abb. 28. Tauchversuche in destilliertem Wasser bei Zimmertemperatur (Tabelle 9). Versuche ausgeführt im Staatl. Materialprüfungsamt.

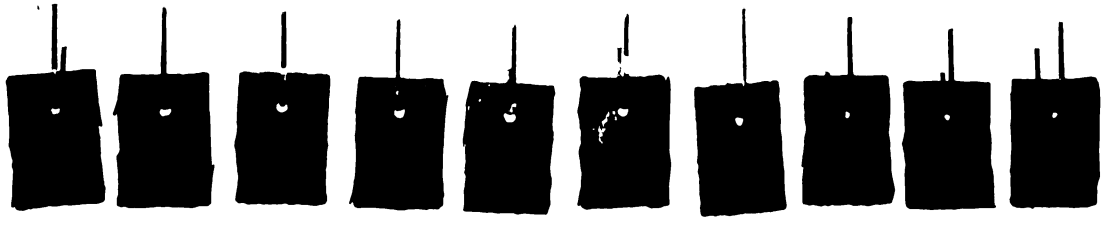


Abb. 29. Aussehen der Eisenplättchen nach Beendigung des Tauchversuchs in 1proz. Natriumchloridlösung.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 9 zusammengestellt und in den Abb. 27 und 28 graphisch aufgetragen.

Die Tauchversuche haben folgendes ergeben:

1. Tauchversuche in 1proz. NaCl-Lösung.

Bei 30tägiger Versuchsdauer ist kein Unterschied in meinen steigt der Rostangriff mit steigendem Kupfergehalt sogar an.

2. Tauchversuche in destilliertem Wasser.

Die Gewichtsabnahme der Probeplättchen betrug hier nur etwa $^1/_{10}$ der Gewichtsabnahme in 1proz. Natrium-

Digitized by Google

chloridlösung. Im allgemeinen fällt der Angriff mit steigendem Kupfergehalt.

IVg. Korrosionsversuche an freier Luft

(auf dem Dach des Amtes in Dahlem).

Versuchsdauer: 3, 6 und 9 Monate (23. II. bis 23. XI.1928) (ausgeführt im Staatl. Materialprüfungsamt).

Die Probeplättchen wurden an weichem Eisendraht auf dem Dach frei aufgehängt.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 10 zusammengestellt und in Abb. 30 graphisch aufgetragen.

Tabelle 10. Korrosionsversuche an freier Luft (auf dem Dach des Amtes in Dahlem).

Material	Bezeichnung	Chemische Zusammensetzung Cu %	C %	Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelheiten) nach 3 Monaten	6 Monaten	9 Monaten
Weicheisen	G 1	0,04	0,13	0,849	1,128	1,624
	A 1	0,18	0,09	0,727	0,975	1,522
	B 1	0,27	0,07	0,728	1,014	1,473
	C 1	0,61	0,07	0,677	1,015	1,543
	D 1	0,80	0,07	0,646	0,996	1,522
	E 1	1,04	0,08	0,627	0,972	1,521
Hochbaustahl	G 2	0,04	0,15	0,723	1,107	1,623
	A 2	0,15	0,15	0,669	1,047	1,573
	B 2	0,30	0,25	0,621	0,962	1,391
	C 2	0,58	0,22	0,685	0,961	1,570
	D 2	0,84	0,19	0,670	0,947	1,565
	E 2	1,07	0,22	0,611	0,894	1,413
Hartstahl	G 3	0,03	0,27	9,704	1,108	1,574
	A 3	0,18	0,29	0,604	0,922	1,366
	B 3	0,37	0,29	0,638	1,012	1,445
	C 3	0,54	0,29	0,613	0,929	1,290
	D 3	0,72	0,32	0,625	0,972	1,299
	E 3	1,05	0,24	0,633	1,009	1,283

Aus Tabelle 10 und Abb. 30 ergibt sich folgendes: Bei Korrosionsversuchen an freier Luft fällt im allgemeinen mit steigendem Kupfergehalt der Angriff. Der stärkste Abfall liegt immer zwischen den nahezu kupferfreien Blechen G und den Blechen mit etwa 0,2 bis 0,3% Cu. Weitere Erhöhung des Kupfergehaltes bedingt nur noch unerheblichen Abfall, zum Teil tritt sogar wieder ein Anstieg des Rostangriffs auf.

IVh. Löslichkeitsversuche in 1proz. Schwefelsäure.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 11 zusammengestellt und in den Abb. 31 und 32 graphisch aufgetragen.

Aus Tabelle 11 und den Abb. 31 und 32 ergibt sich folgendes:

1. Bei gleichlanger Versuchsdauer (2 Tage) haben die Löslichkeitsversuche der Dortmunder Union (Abb. 32) er-

Tabelle 11. Löslichkeitsversuche in 1proz. Schwefelsäure bei Zimmertemperatur.

Material	Bezeichnung	Chemische Zusammensetzung Cu %	C %	Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach 1 Tag	2 Tagen	3 Tagen	Versuche der Dortmunder Union: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach 2 Tagen	5[1] Tagen	10 Tagen
Weicheisen	G 1	0,04	0,13	2,032	4,134	5,464	15,7	48,48	92,7
	A 1	0,18	0,09	0,320	0,601	0,921	1,57	14,55	15,51
	B 1	0,27	0,07	0,321	0,637	1,016	1,75	8,97	13,14
	C 1	0,61	0,07	0,257	0,509	0,708	1,32	6,80	10,65
	D 1	0,80	0,07	0,220	0,441	0,609	1,09	4,84	9,42
	E 1	1,04	0,08	0,226	0,431	0,655	0,99	4,80	11,79
Hochbaustahl	G 2	0,04	0,15	1,525	3,158	4,608	17,7	42,95	91,6
	A 2	0,15	0,15	0,619	1,280	1,842	3,60	23,92	30,72
	B 2	0,30	0,25	0,507	1,130	1,832	3,38	17,72	29,73
	C 2	0,58	0,22	0,185	0,320	0,480	1,11	4,59	8,12
	D 2	0,84	0,19	0,192	0,403	0,633	1,32	5,33	12,15
	E 2	1,07	0,22	0,321	0,477	0,721	3,33	5,74	11,62
Hartstahl	G 3	0,03	0,27	2,128	4,197	5,511	15,9	45,48	87,3
	A 3	0,18	0,29	0,259	0,571	0,903	1,92	15,53	24,17
	B 3	0,37	0,29	0,235	0,475	0,723	1,21	7,9	11,84
	C 3	0,54	0,29	2,167	4,891	5,775	11,6	41,8	65,05
	D 3	0,72	0,32	0,259	0,593	0,969	1,88	8,35	15,32
	E 3	1,05	0,24	0,481	0,942	4,926	4,42	6,03	11,21

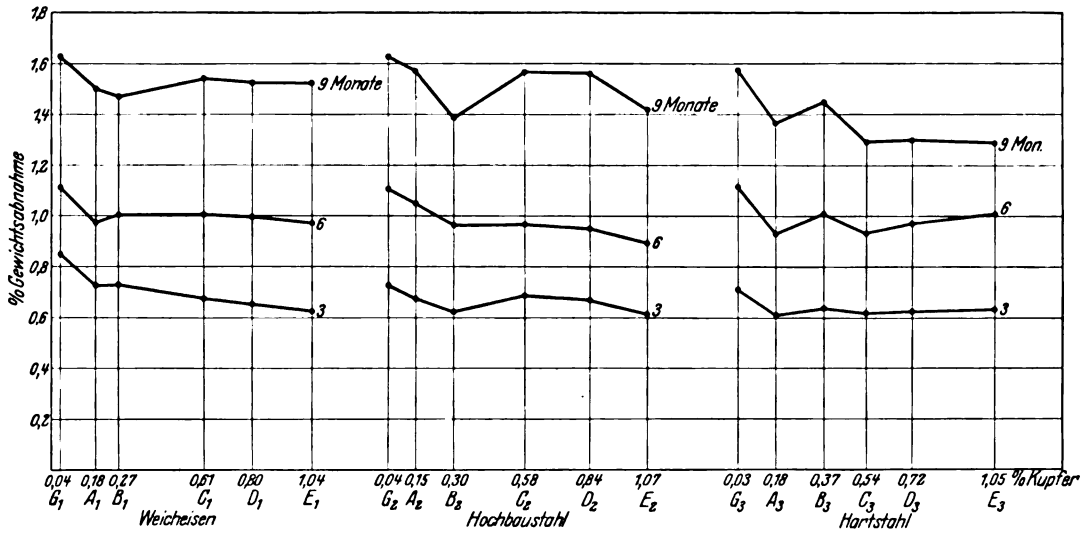


Abb. 30. Korrosionsversuche in freier Luft (auf dem Dach des Amtes) (Tabelle 10). Versuche ausgeführt im Staatl. Materialprüfungsamt.

heblich stärkere Gewichtsabnahmen ergeben als die Versuche des Materialprüfungsamtes. Bekanntlich wird der Säureangriff in sehr starkem Maße durch die Temperatur beeinflußt. Im Amt wurden die Säurelöslichkeitsver-

[1] Die Schwefelsäure wurde bei den Versuchen in Dortmund nach 5 Tagen erneuert.

Digitized by Google

suche in den kalten Wintermonaten 1928/29, in Dortmund im warmen Sommer 1928 durchgeführt. Hierin dürfte die Erklärung für das verschiedene Verhalten zu suchen sein.

Die Proben B 2 (0,085% P) in Abb. 32 und E 3 (0,088% P) in Abb. 31 zeigen ebenfalls im Vergleich mit den anderen Proben bei längerer Versuchsdauer eine zum Teil starke Zunahme der Löslichkeit.

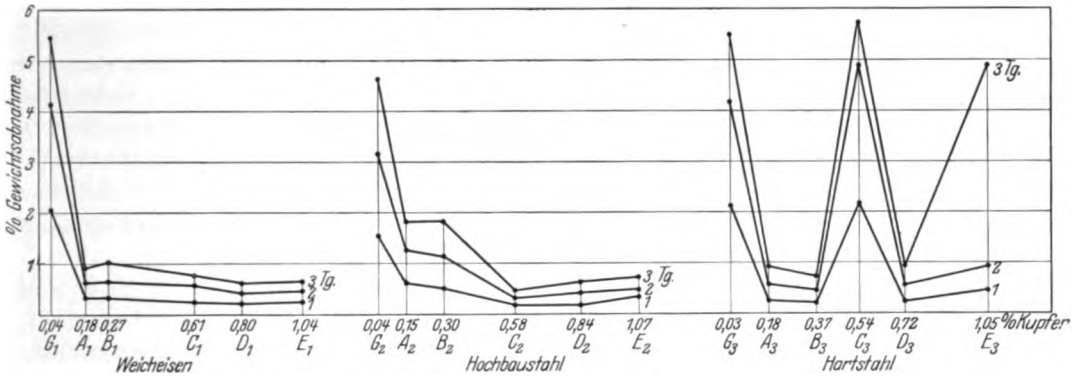


Abb. 31. Löslichkeitsversuche in 1 proz. Schwefelsäure (Tabelle 11).
Versuche ausgeführt im Staatl. Materialprüfungsamt.

2. Ein kleiner Zusatz von 0,18 bis 0,3% Cu zu dem nahezu kupferfreien Ausgangsmaterial G (mit 0,03 bis 0,04% Cu) bewirkte einen sehr starken Abfall der Säurelöslichkeit. Weitere Erhöhung der Kupferzusätze bedingte nur noch unerhebliche weitere Verringerung der Säurelöslichkeit, zum Teil stieg sie sogar wieder etwas an.

IVi. Löslichkeitsversuche in 1 proz. Salzsäure.

(Ausgeführt im Staatl. Materialprüfungsamt.)

Die Ergebnisse sind in Tabelle 12 zusammengestellt und in Abb. 33 graphisch aufgetragen.

Aus Tabelle 12 und Abb. 33 ergibt sich folgendes:

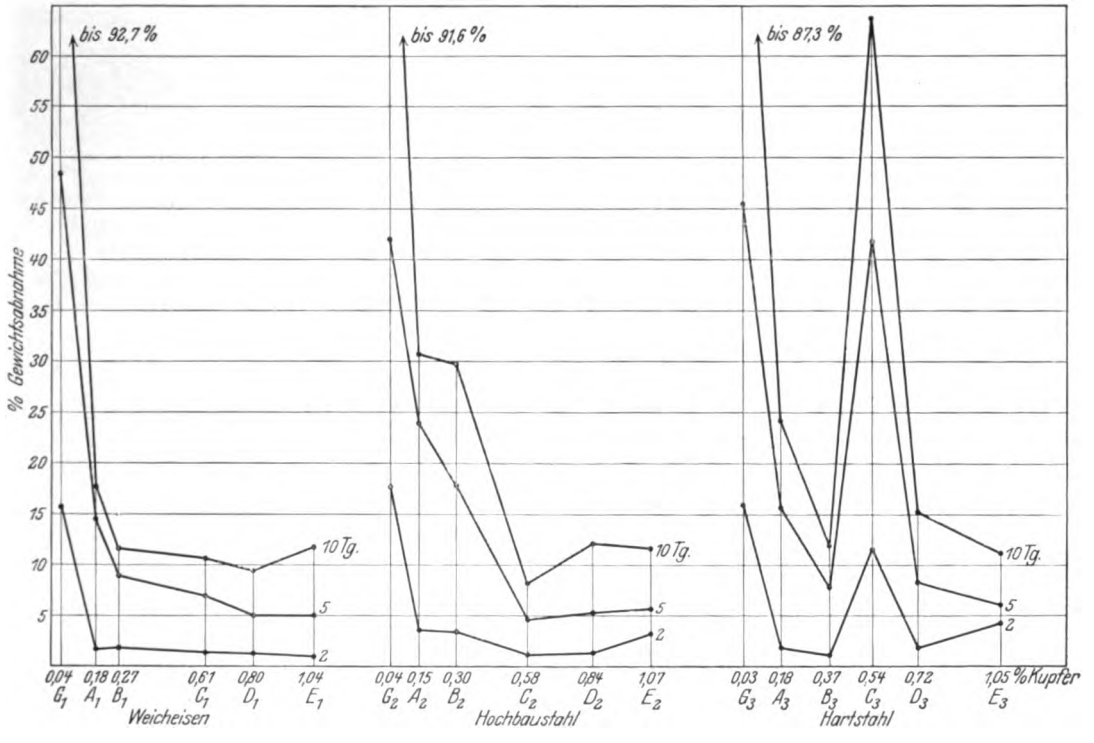


Abb. 32. Löslichkeitsversuche in 1 proz. Schwefelsäure (Tabelle 11).
Versuche ausgeführt in der Dortmunder Union.

3. Ein auffallendes Verhalten zeigte das Material C 3. Die Säurelöslichkeit stieg hier wieder ganz außerordentlich stark an. Es erscheint schwierig, für dieses Verhalten eine ausreichende Erklärung zu geben. Vielleicht spielt der hohe Phosphorgehalt dieses Materials (0,09% P) hierbei eine Rolle, da erfahrungsgemäß die Säurelöslichkeit mit dem Phosphorgehalt stark zunimmt.

1. Der Salzsäureangriff wird schon durch einen kleinen Kupferzusatz (0,15 bis 0,18%) wesentlich herabgemindert.

2. Weitere Erhöhung des Kupferzusatzes bedingt keine wesentliche weitere Verminderung des Angriffs, zum Teil war sogar ein schwacher Anstieg zu beobachten.

3. Der bei den Versuchen mit Schwefelsäure (Tabelle 11 und Abb. 31 und 32) bei dem Material C 3

Digitized by Google

Tabelle 12. Löslichkeitsversuche in 1proz. Salzsäure bei Zimmertemperatur.

Material	Bezeichnung	Chemische Zusammensetzung Cu %	C %	Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach 1 Tag	2 Tagen	3 Tagen
Weicheisen	G 1	0,04	0,13	2,356	4,867	7,199
	A 1	0,18	0,09	0,346	0,700	0,887
	B 1	0,27	0,07	0,349	0,695	1,037
	C 1	0,61	0,07	0,322	0,628	0,946
	D 1	0,80	0,07	0,294	0,614	0,873
	E 1	1,04	0,08	0,311	0,640	0,923
Hochbaustahl	G 2	0,04	0,15	1,684	3,205	5,323
	A 2	0,15	0,15	0,531	1,173	1,710
	B 2	0,30	0,25	0,459	1,054	1,722
	C 2	0,58	0,22	0,243	0,498	0,835
	D 2	0,84	0,19	0,290	0,632	0,911
	E 2	1,07	0,22	0,275	0,545	0,809
Hartstahl	G 3	0,03	0,27	2,039	4,433	6,148
	A 3	0,18	0,29	0,321	0,654	0,908
	B 3	0,37	0,29	0,293	0,578	0,854
	C 3	0,54	0,29	0,251	0,447	0,657
	D 3	0,72	0,32	0,353	0,794	1,204
	E 3	1,05	0,24	0,304	0,560	0,915

einem deutlichen Einfluß eines Kupferzusatzes nicht gut gesprochen werden kann.

3. In der Größenordnung des Rostangriffs weisen die drei Stahlsorten keine merkbaren Unterschiede auf.

IVc. Korrosionsversuche in Nordseewasser (Tabelle 7, Abb. 23).

1. Ein deutlicher Einfluß eines steigenden Kupferzusatzes ist bei diesen Versuchen nicht zu erkennen.

2. Weicheisen, Hochbaustahl und Hartstahl haben sich bei den Rostversuchen annähernd gleich verhalten.

IVd. Korrosionsversuche in humussäurehaltigem Wasser (Tabelle 8, Abb. 24).

1. Mit steigendem Kupfergehalt ist hier, insbesondere beim Weicheisen und beim Hochbaustahl, ein deutlicher Abfall des Rostangriffs unverkennbar.

2. Der Hartstahl zeigte in humussäurehaltigem Wasser etwas geringere Rostneigung als das Weicheisen und der Hochbaustahl.

IVe. Tauchversuche in 1proz. Natriumchloridlösung (Tabelle 9, Abb. 27).

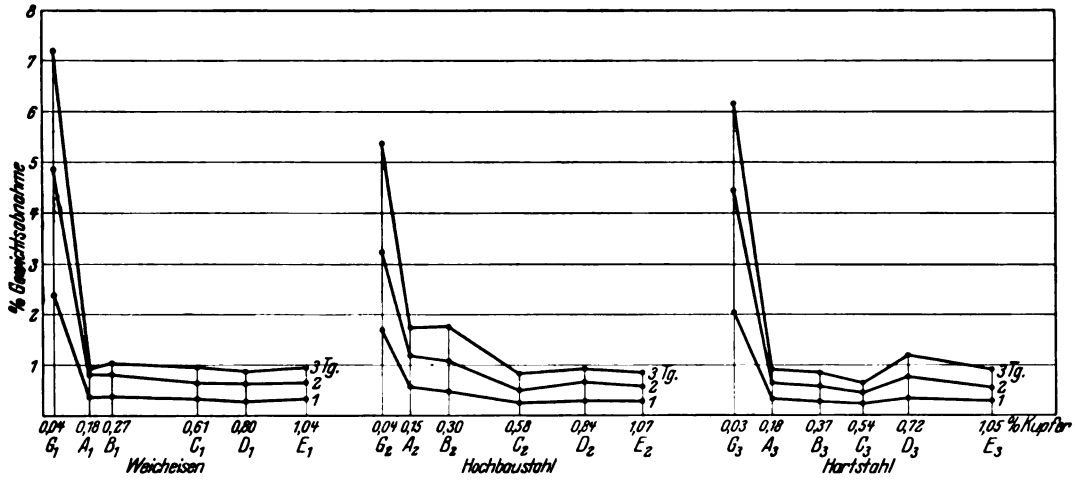


Abb. 33. Löslichkeitsversuche in 1 proz. Salzsäure (Tabelle 12). Versuche ausgeführt im Staatl. Materialprüfungsamt.

(hoher Phosphorgehalt) beobachtete starke Anstieg der Säurelöslichkeit trat bei den Versuchen mit Salzsäure nicht auf.

Zusammenfassung der Ergebnisse der Korrosionsversuche bei Zimmertemperatur.

IVa. Korrosionsversuche in destilliertem Wasser (Tabelle 5, Abb. 21).

1. Mit steigendem Kupfergehalt ist ein schwacher Abfall des Rostangriffs unverkennbar.

2. Weicheisen und Hochbaustahl haben sich bei den Rostversuchen annähernd gleich verhalten; der Hartstahl ist im allgemeinen etwas stärker gerostet als die beiden anderen Stahlsorten.

IVb. Korrosionsversuche in Flußwasser (Tabelle 6, Abb. 22).

1. Ein deutlicher Abfall des Rostangriffs mit steigendem Kupfergehalt ist nur beim Hochbaustahl festzustellen.

2. Die beiden anderen Stahlsorten weisen bei den Rostversuchen so große Schwankungen auf, daß von

1. Im allgemeinen nimmt der Rostangriff mit steigendem Kupfergehalt etwas zu; die Einzelwerte weisen jedoch starke Schwankungen auf.

2. Weicheisen, Hochbaustahl und Hartstahl haben sich annähernd gleich verhalten.

IVf. Tauchversuche in destilliertem Wasser (Tabelle 9, Abb. 28).

1. Mit steigendem Kupfergehalt ist ein deutlicher Abfall der Rostneigung unverkennbar.

2. Der Hartstahl zeigt etwas geringere Rostneigung als die beiden anderen Stahlsorten.

IVg. Korrosionsversuche an freier Luft (Tabelle 10, Abb. 30).

1. Mit steigendem Kupfergehalt fällt der Angriff. Der stärkste Abfall liegt bei allen drei Stahlsorten zwischen dem nahezu kupferfreien Material G und den Materialien mit 0.2 bis 0.3% Kupfer.

2. Wesentliche Unterschiede zwischen dem Verhalten der drei Stahlsorten Weicheisen, Hochbaustahl und Hartstahl bestehen nicht.

Digitized by Google

IVh. Löslichkeit in 1proz. Schwefelsäure (Tabelle 11 und 12, Abb. 31 und 32).

1. Ein kleiner Kupferzusatz von etwa 0,15 bis 0,3% Cu zu dem nahezu kupferfreien Material G bedingte in allen Fällen ein sehr starkes Herabsinken der Säurelöslichkeit. Weitere Erhöhung des Kupferzusatzes war im allgemeinen nur noch von unerheblichem Einfluß auf die Säurelöslichkeit.

2. Die drei Materialien Weicheisen, Hochbaustahl und Hartstahl haben sich, wenn von dem auffallenden Verhalten des Materials C 3 abgesehen wird, nicht wesentlich verschieden gegenüber dem Säureangriff verhalten.

IVi. Löslichkeit in 1proz. Salzsäure (Tabelle 12, Abb. 33).

1. Der Salzsäureangriff wurde schon durch einen kleinen Kupferzusatz (0,15 bis 0,18% Cu) wesentlich herabgemindert. Eine weitere Erhöhung des Kupfergehaltes bedingte jedoch keine wesentliche weitere Verminderung des Angriffs.

2. Die drei Stahlsorten Weicheisen, Hochbaustahl und Hartstahl haben sich gegenüber dem Angriff von Salzsäure nicht wesentlich verschieden verhalten.

V. Korrosionsversuche bei etwa +50°.

Im Staatlichen Materialprüfungsamt wurde folgende Versuchsanordnung angewandt:

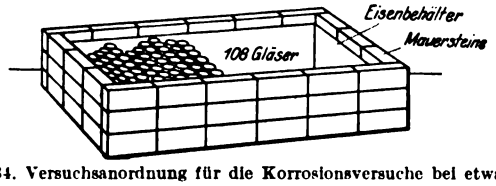


Abb. 34. Versuchsanordnung für die Korrosionsversuche bei etwa +50°. (Materialprüfungsamt.)

Die Glaszylinder mit den Probeplättchen wurden nach Abb. 34 in ein 18 cm hohes Eisengefäß eingesetzt. Das Gefäß war mit Ziegelsteinen ummauert und während der Versuche mit einem Deckel aus Asbest zugedeckt. Die Heizung erfolgte elektrisch; die Heizdrähte lagen unter dem Boden des Gefäßes. Die Temperatur wurde werktäglich etwa 8 Stunden lang auf +50° gehalten; in der Nacht kühlten die Versuchsgläser auf Zimmerwärme ab. Das verdunstete Wasser wurde täglich durch destilliertes Wasser ersetzt. Nach 30 und 60 Tagen wurden die Plättchen herausgenommen und wie früher gereinigt und zurückgewogen.

Bei den Versuchen der Dortmunder Union erfolgte die Beheizung der Glaszylinder durch große elektrische Heizplatten; die Temperatur wurde täglich etwa 12 Stunden lang auf +50 bis +60° gehalten. Die weitere Versuchsausführung war die gleiche wie im Amt.

Die Versuchsdauer betrug hier 20, 40 und 60 Tage.

Tabelle 13. Korrosionsversuche in destilliertem Wasser bei +50° (Abb. 35).

Material	Bezeichnung	Chemische Zusammensetzung		Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach		Versuche der Dortmunder Union: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach		
		Cu %	C %	30 Tagen	60 Tagen	20 Tagen	40 Tagen	60 Tagen
Weicheisen	G 1	0,04	0,13	0,529	1,085	1,63	2,59	3,73
	A 1	0,18	0,09	0,492	1,051	0,725	1,887	3,07
	B 1	0,27	0,07	0,511	1,003	1,14	1,768	3,29
	C 1	0,61	0,07	0,485	1,022	1,16	1,63	2,65
	D 1	0,80	0,07	0,487	0,968	0,917	2,19	3,76
	E 1	1,04	0,08	0,478	0,978	1,37	2,40	3,60
Hochbaustahl	G 2	0,04	0,15	0,481	1,099	1,63	2,36	3,90
	A 2	0,15	0,15	0,518	1,017	0,904	2,30	3,78
	B 2	0,30	0,25	0,472	0,970	1,63	2,65	3,98
	C 2	0,58	0,22	0,504	1,005	1,34	2,17	3,93
	D 2	0,84	0,19	0,482	1,008	0,763	2,06	3,55
	E 2	1,07	0,22	0,481	1,005	1,31	2,65	3,83
Hartstahl	G 3	0,03	0,27	0,526	1,008	0,942	3,26	4,78
	A 3	0,18	0,29	0,497	0,997	0,657	2,56	4,64
	B 3	0,37	0,29	0,460	0,982	0,802	2,53	4,33
	C 3	0,54	0,29	0,494	0,952	0,844	1,94	3,60
	D 3	0,72	0,32	0,488	1,031	0,942	2,91	5,50
	E 3	1,05	0,24	0,445	0,896	0,932	2,87	5,50

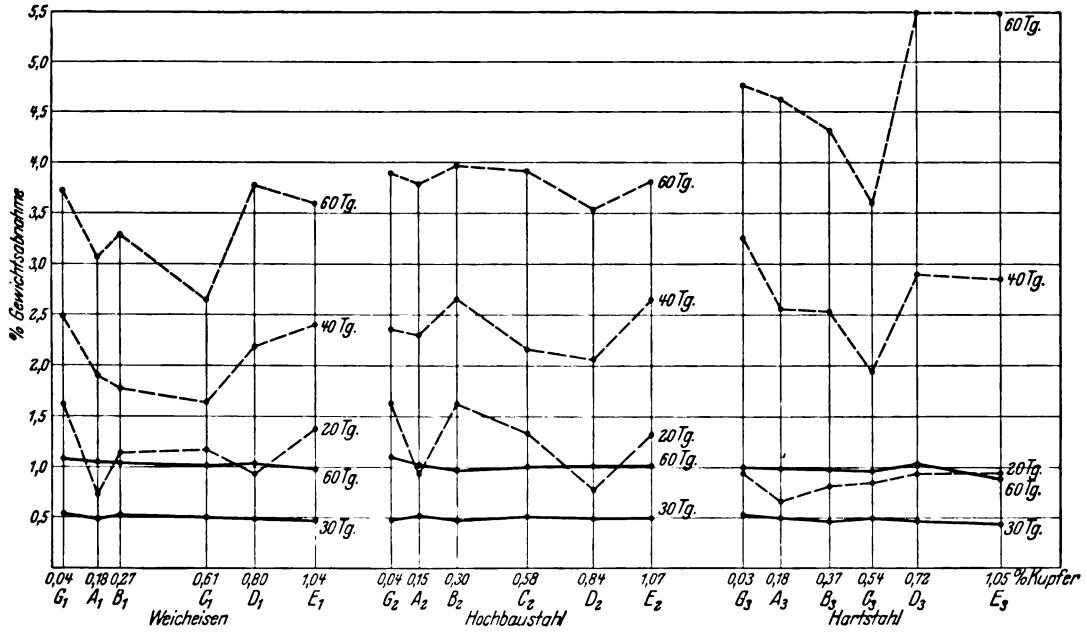


Abb. 35. Korrosionsversuche in destilliertem Wasser bei etwa +50° (Tabelle 13).
•— — • Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes; • - - - • Versuche der Dortmunder Union.

Digitized by Google

Va. Korrosionsversuche in destilliertem Wasser bei etwa +50°.

In Tabelle 13 sind die Versuchsergebnisse zusammengestellt und in Abb. 35 graphisch aufgetragen.

Aus Tabelle 13 und Abb. 35 geht folgendes hervor:

1. Bei den im Amt ausgeführten Korrosionsversuchen war ein das Rosten vermindernder Einfluß eines Kupferzusatzes nicht festzustellen.

Die drei Eisensorten Weicheisen, Hochbaustahl und Hartstahl rosteten gleich stark.

2. Bei den Rostversuchen der Dortmunder Union waren die Ergebnisse sehr schwankend. Teilweise sank der Rostangriff mit steigendem Kupfergehalt, teilweise stieg er bei höheren Kupfergehalten wieder an. Beim Weicheisen und beim Hartstahl war bei längeren Versuchszeiten bis etwa 0,5 bis 0,6% Cu ein deutliches Absinken des Rostangriffs zu beobachten.

Vb. Korrosionsversuche in Flußwasser (Spreewasser) bei etwa +50°.

In Tabelle 14 sind die Versuchsergebnisse zusammengestellt und in Abb. 36 graphisch aufgetragen.

Aus Tabelle 14 und Abb. 36 ergibt sich folgendes:

1. Bei den im Amt ausgeführten Korrosionsversuchen war ein das Rosten verhindernder Einfluß eines steigenden Kupferzusatzes nicht festzustellen.

Alle drei Eisensorten hatten sich nahezu gleich verhalten.

2. Bei den in Dortmund durchgeführten Rostversuchen trat bei den 20 und 40 Tage währenden Versuchen ebenfalls kein deutlicher Einfluß des Kupferzusatzes zutage. Bei der 60 Tage lang währenden Versuchsreihe sank zwar anfangs der Rostangriff mit dem Kupfergehalt, die Einzelwerte wiesen jedoch große Schwankungen auf, und bei weiterer Steigerung des

Tabelle 14. Korrosionsversuche in Flußwasser (Spreewasser) bei etwa +50° (Abb. 36).

Material	Bezeichnung	Chemische Zusammensetzung		Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach		Versuche der Dortmunder Union: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach		
		Cu %	C %	30 Tagen	60 Tagen	20 Tagen	40 Tagen	60 Tagen
Weicheisen	G 1	0,04	0,13	0,551	1,050	0,750	1,16	3,33
	A 1	0,18	0,09	0,516	1,055	0,611	1,11	1,93
	B 1	0,27	0,07	0,574	1,034	0,681	1,21	2,56
	C 1	0,61	0,07	0,537	1,070	0,568	1,11	1,89
	D 1	0,80	0,07	0,546	1,046	0,726	0,80	2,80
	E 1	1,04	0,08	0,552	0,990	0,581	0,69	2,51
Hochbaustahl	G 2	0,04	0,15	0,595	1,103	0,594	1,21	3,87
	A 2	0,15	0,15	0,581	1,104	0,707	1,14	2,08
	B 2	0,30	0,25	0,594	1,175	0,610	1,12	2,90
	C 2	0,58	0,22	0,598	1,054	0,467	1,03	2,48
	D 2	0,84	0,19	0,571	1,094	0,662	1,11	3,16
	E 2	1,07	0,22	0,557	1,070	0,585	0,93	2,95
Hartstahl	G 3	0,03	0,27	0,564	1,103	0,576	0,98	3,52
	A 3	0,18	0,29	0,553	1,034	0,576	0,814	2,82
	B 3	0,37	0,29	0,539	1,036	0,634	1,15	3,39
	C 3	0,54	0,29	0,567	1,048	0,576	1,19	2,67
	D 3	0,72	0,32	0,576	1,100	0,652	1,12	4,40
	E 3	1,05	0,24	0,582	1,034	0,615	1,03	3,22

Tabelle 15. Korrosionsversuche in Nordseewasser bei etwa +50° (Abb. 37).

Material	Bezeichnung	Chemische Zusammensetzung		Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach		Versuche der Dortmunder Union: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach		
		Cu %	C %	30 Tagen	60 Tagen	20 Tagen	40 Tagen	60 Tagen
Weicheisen	G 1	0,04	0,13	0,522	1,063	0,476	0,979	1.520
	A 1	0,18	0,09	0,551	1,014	0,494	0,942	1,540
	B 1	0,27	0,07	0,576	1,102	0,571	0,934	1,560
	C 1	0,61	0,07	0,565	1,068	0,509	0,969	1,480
	D 1	0,80	0,07	0,583	1,108	0,480	0,983	1,470
	E 1	1,04	0,08	0,569	1,097	0,451	0,936	1,470
Hochbaustahl	G 2	0,04	0,15	0,571	1,104	0,456	0,954	1,590
	A 2	0,15	0,15	0,570	1,036	0,567	0,950	1,548
	B 2	0,30	0,25	0,550	1,035	0,523	0,955	1,554
	C 2	0,58	0,22	0,559	1,030	0,572	0,986	1,509
	D 2	0,84	0,19	0,560	1,055	0,523	0,959	1,581
	E 2	1,07	0,22	0,547	1,084	0,519	0,932	1,492
Hartstahl	G 3	0,03	0,27	0,586	1,174	0,460	0,943	1,543
	A 3	0,18	0,29	0,561	1,100	0,441	0,924	1,443
	B 3	0,37	0,29	0,558	1,070	0,479	0,923	1,443
	C 3	0,54	0,29	0,552	1,056	0,479	0,938	1,441
	D 3	0,72	0,32	0,562	1,046	0,436	0,917	1,377
	E 3	1,05	0,24	0,566	1,107	0,456	0,919	1,418

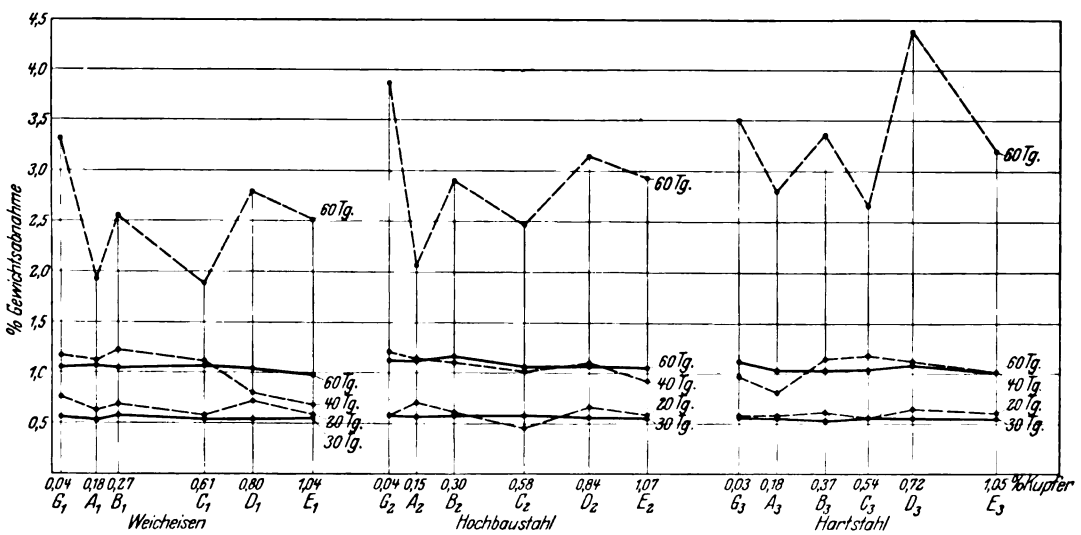


Abb. 36. Korrosionsversuche in Flußwasser (Spreewasser) bei etwa +50° (Tabelle 14).
• — • Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes; • - - - • Versuche der Dortmunder Union.

Digitized by Google

Kupferzusatzes war zum Teil wieder ein Anwachsen der Rostneigung erkennbar.

Vc. Korrosionsversuche in Nordseewasser bei etwa +50°.

In Tabelle 15 sind die Versuchsergebnisse zusammengestellt und in Abb. 37 graphisch aufgetragen.

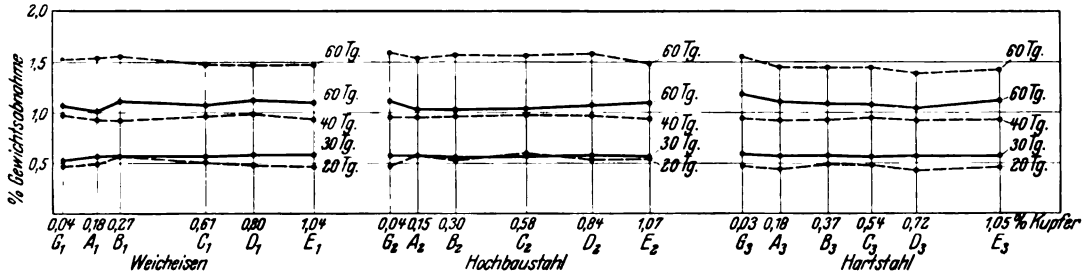


Abb. 37. Korrosionsversuche in Nordseewasser bei etwa +50° (Tabelle 15).
•——• Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes; •– – –• Versuche der Dortmunder Union.

Aus Tabelle 15 und Abb. 37 geht folgendes hervor:

1. Weder die im Amt durchgeführten Rostversuche noch die Versuche der Dortmunder Union lassen einen die Rostneigung herabmindernden Einfluß eines steigenden Kupferzusatzes erkennen.

2. Die drei Stahlsorten (Weicheisen, Hochbaustahl und Hartstahl) weisen unter sich keinen wesentlichen Unterschied in der Rostneigung auf.

Vd. Korrosionsversuche in humussäurehaltigem Wasser bei etwa +50°.

In Tabelle 16 sind die Versuchsergebnisse zusammengestellt und in Abb. 38 graphisch aufgetragen.

Aus Tabelle 16 und Abb. 38 ergibt sich folgendes:

1. Durch einen steigenden Kupferzusatz wurde die Rostneigung der drei Stahlsorten weder bei den im Amt noch bei den in Dortmund ausgeführten Rostversuchen merkbar herabgemindert.

2. Die drei Stahlsorten (Weicheisen, Hochbaustahl und Hartstahl) haben sich im allgemeinen gleich verhalten.

Tabelle 16. Korrosionsversuche in humussäurehaltigem Wasser bei etwa +50° (Abb. 38).

Material	Bezeichnung	Chemische Zusammensetzung Cu %	C %	Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach 30 Tagen	60 Tagen	Versuche der Dortmunder Union: Gewichtsabnahme in % (Mittel aus je 3 Einzelwerten) nach 20 Tagen	40 Tagen	60 Tagen
Weicheisen	G 1	0,04	0,13	0,502	1,064	0,380	0,762	0,779
	A 1	0,18	0,09	0,449	1,023	0,409	0,746	0,761
	B 1	0,27	0,07	0,361	1,035	0,427	0,735	0,766
	C 1	0,61	0,07	0,364	0,997	0,428	0,721	0,746
	D 1	0,80	0,07	0,356	0,993	0,410	0,756	0,678
	E 1	1,04	0,08	0,383	1,015	0,444	0,671	0,704
Hochbaustahl	G 2	0,04	0,15	0,420	0,992	0,435	0,679	0,692
	A 2	0,15	0,15	0,458	0,946	0,418	0,767	0,825
	B 2	0,30	0,25	0,318	0,917	0,431	0,658	0,714
	C 2	0,58	0,22	0,361	0,899	0,434	0,647	0,661
	D 2	0,84	0,19	0,341	0,918	0,427	0,652	0,708
	E 2	1,07	0,22	0,446	1,018	0,433	0,637	0,701
Hartstahl	G 3	0,03	0,27	0,465	1,143	0,421	0,738	0,758
	A 3	0,18	0,29	0,418	0,991	0,399	0,719	0,747
	B 3	0,37	0,29	0,410	0,958	0,419	0,713	0,728
	C 3	0,54	0,29	0,398	1,028	0,417	0,576	0,703
	D 3	0,72	0,32	0,474	0,956	0,409	0,701	0,708
	E 3	1,05	0,24	0,471	1,014	0,409	0,637	0,727

Ve. Löslichkeitsversuche in 1proz. Schwefelsäure bei etwa +50°.

(Ausgeführt in der Dortmunder Union.)

Die Versuchsdauer betrug hier nur 2 und 5 Tage. In Tabelle 17 sind die Ergebnisse zusammengestellt und in Abb. 39 graphisch aufgetragen.

Tabelle 17. Löslichkeitsversuche in 1% Schwefelsäure bei etwa +50° (Dortmunder Union.)

Material	Bezeichnung	Chemische Zusammensetzung Cu %	C %	Gewichtsabnahme in % nach 2 Tagen	5 Tagen
Weicheisen	G 1	0,04	0,13	54,70	95,0
	A 1	0,18	0,09	14,88	35,0
	B 1	0,27	0,07	13,03	29,6
	C 1	0,61	0,07	10,55	26,8
	D 1	0,80	0,07	10,58	24,0
	E 1	1,04	0,08	7,19	18,8
Hochbaustahl	G 2	0,04	0,15	41,43	79,3
	A 2	0,15	0,15	20,12	42,4
	B 2	0,30	0,25	17,13	38,4
	C 2	0.58	0,22	8,67	21,7
	D 2	0,84	0,19	8,19	21,5
	E 2	1,07	0,22	14,10	38,5
Hartstahl	G 3	0,03	0,27	38,29	56,8
	A 3	0,18	0,29	17,23	38,6
	B 3	0,37	0,29	6,10	17,1
	C 3	0,54	0,29	62,43	93,8
	D 3	0,72	0,32	7,55	17,2
	E 3	1,05	0,24	17,57	37,8

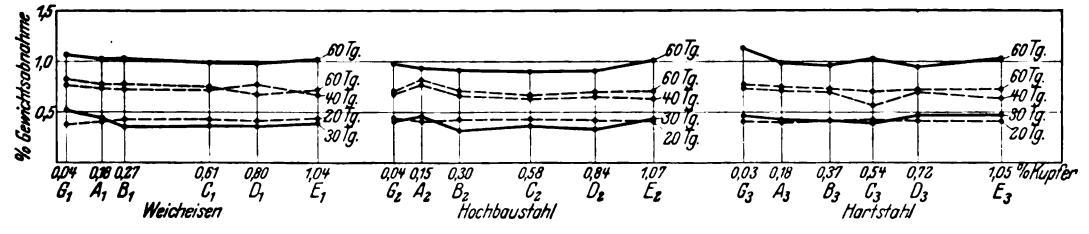


Abb. 38. Korrosionsversuche in humussäurehaltigem Wasser bei etwa +50° (Tabelle 16).
•——• Versuche des Staatl. Materialprüfungsamtes; •– – –• Versuche der Dortmunder Union.

Digitized by Google

Aus Tabelle 17 und Abb. 39 ergibt sich folgendes:

1. Der Verlauf der Kurven ist im großen und ganzen der gleiche wie bei den Säurelöslichkeitsversuchen bei gewöhnlicher Temperatur (Tabelle 11, Abb. 32).

2. Der Abfall der Säurelöslichkeit ist beim Weicheisen zwischen dem nahezu kupferfreien Material G 1 und dem Material A 1 (mit 0,18% Cu) sehr erheblich; weitere Steigerung des Kupferzusatzes bedingt einen weiteren, jedoch weniger steilen Abfall.

3. Beim Hochbaustahl war zunächst der Abfall der Säurelöslichkeit ebenfalls stark, zwischen 0,58 und 0,84% Cu blieb die Säurelöslichkeit gleich niedrig, um bei weiterer Steigerung der Kupfergehalte wieder anzusteigen.

4. Beim Hartstahl zeigte wieder das Material C 3 (mit 0,54% Cu) ein auffallendes, sehr starkes Anwachsen der Säurelöslichkeit. Auf die vermutliche Ursache dieses auffallenden Verhaltens (hoher Phosphorgehalt) wurde bereits bei Besprechung der Ergebnisse bei Zimmertemperatur hingewiesen.

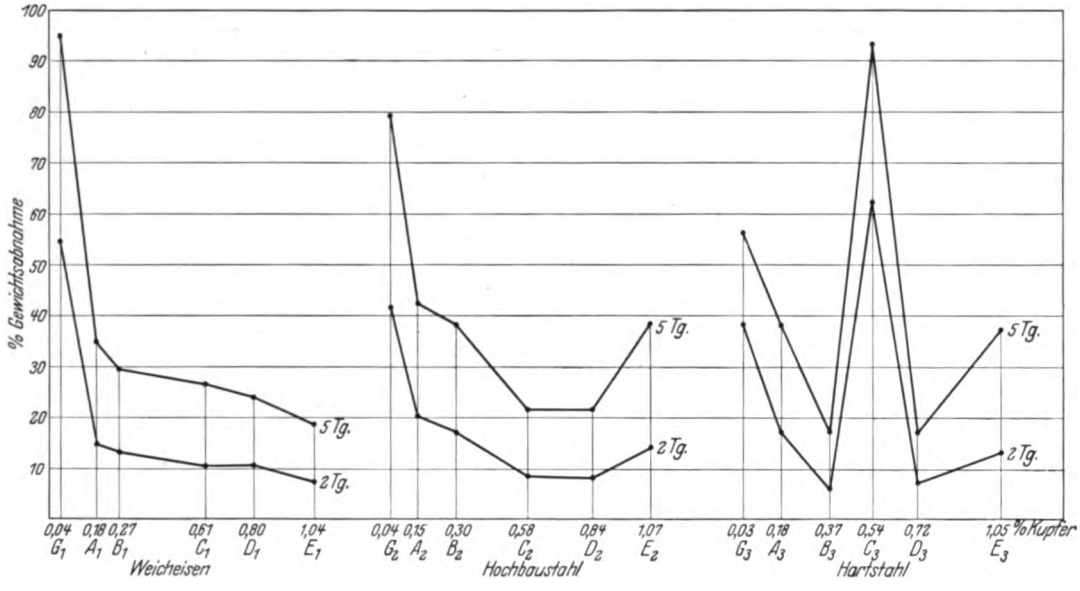


Abb. 39. Löslichkeitsversuche in 1 proz. Schwefelsäure bei etwa +50° (Tabelle 17). Versuche ausgeführt in der Dortmunder Union.

Zusammenfassung der Ergebnisse der Korrosionsversuche bei etwa +50°.

Va. Korrosionsversuche in destilliertem Wasser (Tabelle 13, Abb. 35).

1. Die im Amt ausgeführten Rostversuche ließen keinen das Rosten vermindernden Einfluß eines steigenden Kupferzusatzes erkennen.

2. Bei den Rostversuchen der Dortmunder Union waren die Ergebnisse sehr schwankend. Beim Weicheisen und Hartstahl war nach längerer Versuchsdauer bei Kupfergehalten bis etwa 0,6% ein Absinken des Rostangriffs zu erkennen.

Vb. Korrosionsversuche in Flußwasser (Tabelle 14, Abb. 36).

1. Die im Amt durchgeführten Rostversuche ließen keinen das Rosten vermindernden Einfluß eines steigenden Kupferzusatzes erkennen.

2. Bei den Versuchen der Dortmunder Union wies nur der 60 Tage währende Versuch mit steigendem Kupfergehalt einen Abfall des Rostangriffs auf. Die Einzelwerte waren jedoch sehr schwankend, und bei weiterer Steigerung (über 0,60% Cu) stieg der Rostangriff wieder an.

Vc. Korrosionsversuche in Nordseewasser (Tabelle 15, Abb. 37).

1. Weder bei den Versuchen des Amtes noch bei denen der Dortmunder Union war ein die Rostneigung vermindernder Einfluß eines steigenden Kupfergehaltes erkennbar.

2. Die drei Stahlsorten sind im allgemeinen gleich stark gerostet.

Vd. Korrosionsversuche in humussäurehaltigem Wasser (Tabelle 16, Abb. 38).

1. Die Rostneigung der drei Stahlsorten wurde durch steigende Kupferzusätze weder bei den im Amt noch bei den in Dortmund durchgeführten Rostversuchen merkbar herabgemindert.

2. Die drei Stahlsorten haben sich im allgemeinen gleich verhalten.

Ve. Löslichkeitsversuche in 1proz. Schwefelsäure (Tabelle 17, Abb. 39).

1. Ein kleiner Kupferzusatz zu dem nahezu kupferfreien Material bedingte bei allen drei Stahlsorten einen sehr starken Abfall der Säurelöslichkeit. Durch weiteren Kupferzusatz konnte nur noch eine geringe weitere Verminderung der Säurelöslichkeit erzielt werden.

2. Das Weicheisen wies im Vergleich mit den beiden anderen Stahlsorten (Hochbaustahl und Hartstahl) den stärksten Säureangriff auf. Eine Ausnahme machte lediglich der Hartstahl C 3 mit 0,54% Cu. Hier stieg die Säurelöslichkeit (wie auch schon bei den Säurelöslichkeitsversuchen bei Zimmertemperatur beobachtet wurde) außerordentlich stark an. Die Ursache dieses auffallenden Verhaltens hängt vermutlich mit dem hohen Phosphorgehalt dieses Materials zusammen.

VI. Korrosionsversuche mit Blechproben mit der Walzhaut

(ausgeführt in der Dortmunder Union.)

An Stelle der abgeschliffenen Probeplättchen wurden dünne Blechproben in der Abmessung 150 · 150 × 0,5 mm verwendet, um den angreifenden Mitteln eine möglichst

Digitized by Google

große Oberfläche zu bieten und somit den Korrosionsangriff stärker in Erscheinung treten zu lassen. Die Versuchsdauer wurde auf 15 Monate ausgedehnt. Die chemische Zusammensetzung der verschiedenen Materialien war folgende:

Material	C %	Cu %	Si %	Mn %	P %	S %
W 1	0,15	**0,04**	0,01	0,57	0,048	0,035
W 2	0,15	**0,15**	0,01	0,50	0,061	0,040
W 3	0,23	**0,35**	0,01	0,76	0,065	0,044
W 4	0,23	**1.09**	0,01	0,81	0,064	0,036

Die aus normalen Spundwandrücken ausgewalzten Bleche wurden bei 900° mit nachfolgender Ofenabkühlung ausgeglüht.

Die ausgeglühten Probebleche wurden mit zwei Löchern versehen, ausgewogen und in Glasgefäße von

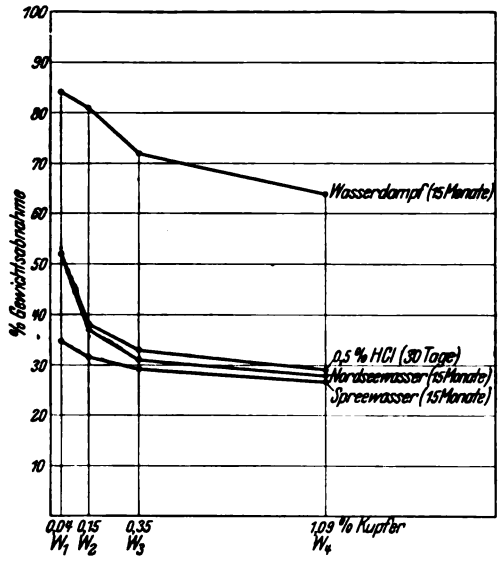


Abb. 40. Korrosionsversuche mit Blechen mit der Walzhaut (Tabelle 18). Versuche der Dortmunder Union.

8000 ccm Inhalt (300 mm hoch und 200 mm Durchmesser) so eingehängt, daß sie etwa zu $^4/_5$ in die Versuchsflüssigkeiten (je 5000 ccm) eintauchten.

Als Versuchsflüssigkeiten dienten:

1. Süßwasser (gereinigtes Ruhrwasser): Versuchsdauer 15 Monate.

2. Natürliches Nordseewasser: Versuchsdauer 15 Monate.

3. 0,5% Salzsäure: Versuchsdauer 30 Tage.

Schließlich wurde noch eine Versuchsreihe mit

4. gesättigtem Wasserdampf (Versuchsdauer 15 Monate) ausgeführt.

Bei den Versuchen 1, 2 und 3 wurden die Versuchsflüssigkeiten immer nach 14 Tagen erneuert. Das täglich verdunstete Wasser wurde durch destilliertes Wasser ersetzt. Die Versuchstemperatur schwankte zwischen +20 und +25° C.

Bei dem Versuch 4 wurden die Bleche an gummiisolierten Drähten in einen Kochkessel von 80 Liter Inhalt eingehängt; der Kessel war nur mit 10 Liter Wasser gefüllt, der Abstand zwischen Unterkante der Probebleche und dem Wasserspiegel betrug 20 cm.

Die Beheizung des Kessels erfolgte von außen durch einen untergestellten Bunsenbrenner. Die Verdunstung des Wassers wurde durch tägliches Auffüllen ausgeglichen. In Tabelle 18 sind die Versuchsergebnisse zusammengestellt und in Abb. 40 graphisch aufgetragen.

Aus Tabelle 18 und Abb. 40 geht hervor, daß bei den Probeblechen mit Walzhaut in allen Fällen der Angriff mit steigendem Kupfergehalt regelmäßig abnahm.

Die größten Gewichtsverluste hatten die Bleche bei den Versuchen mit heißem, stark sauerstoffhaltigem Wasserdampf erlitten.

D. Gesamtzusammenfassung.

I. Korrosionsversuche mit Probeplättchen ohne Walzhaut.

a) Bei Zimmertemperatur.

1. Bei den Korrosionsversuchen in destilliertem Wasser, in humussäurehaltigem Wasser, beim Tauchversuch in destilliertem Wasser und beim Korrosionsversuch in freier Luft fiel der Rostangriff mit steigendem Kupfergehalt schwach ab.

2. Bei den Korrosionsversuchen in Flußwasser war nur beim Hochbaustahl ein Abfall des Rostangriffs mit steigendem Kupfergehalt zu beobachten.

3. Bei den Korrosionsversuchen in Nordseewasser war ein deutlicher Einfluß eines steigenden Kupferzusatzes nicht zu erkennen.

4. Bei den Tauchversuchen in 1 proz. Natriumchloridlösung stieg sogar im allgemeinen der Rostangriff mit steigendem Kupfergehalt an.

b) Bei etwa +50° C.

5. Bei den im Amt durchgeführten Korrosionsversuchen in destilliertem Wasser, Flußwasser, Nordseewasser und humussäurehaltigem Wasser war ein die Rostneigung vermindernder Einfluß eines steigenden Kupferzusatzes nicht zu beobachten.

6. Bei den Versuchen der Dortmunder Union waren die Ergebnisse bei den Versuchen in destilliertem Wasser und in Flußwasser sehr schwankend, teils war bei langer

Tabelle 18. Korrosionsversuche mit Blechen mit der Walzhaut (Abb. 40).

Material	Kupfer %	1. Süßwasser Versuchsdauer 15 Monate Gewichtsabnahme %	2. Nordseewasser Versuchsdauer 15 Monate Gewichtsabnahme %	3. 0,5% Salzsäure Versuchsdauer 30 Tage Gewichtsabnahme %	4. Gesättigter Wasserdampf Versuchsdauer 15 Monate Gewichtsabnahme %	Bemerkungen
W 1	0,04	34,6	52	52	84	In den Abb. 41 bis 44 sind die Probebleche nach Beendigung der Korrosionsversuche in gesättigtem Wasserdampf im Lichtbild wiedergegeben
W 2	0,15	31,4	37	38	81	
W 3	0,35	29,2	31	33	72	
W 4	1,09	26,8	28	29	64	

Digitized by Google

Versuchsdauer mit steigendem Kupfergehalt ein Absinken des Rostangriffs zu erkennen (in destilliertem Wasser), teils wieder ein Ansteigen (in Flußwasser), während bei den Korrosionsversuchen in Nordseewasser und humussäurehaltigem Wasser kein eindeutiger Einfluß des Kupferzusatzes zu beobachten war.

7. Die drei Stahlsorten „Weicheisen", „Hochbaustahl" und „Hartstahl" haben sich im großen und ganzen gleich verhalten; nur beim Versuch mit humussäurehaltigem Wasser (bei Zimmertemperatur) und bei dem Tauchversuch in destilliertem Wasser zeigte der Hartstahl etwas geringere Rostneigung; die Unterschiede waren jedoch nicht erheblich. Von einer wesentlichen Überlegenheit der einen oder anderen Stahlsorte kann somit nicht gesprochen werden.

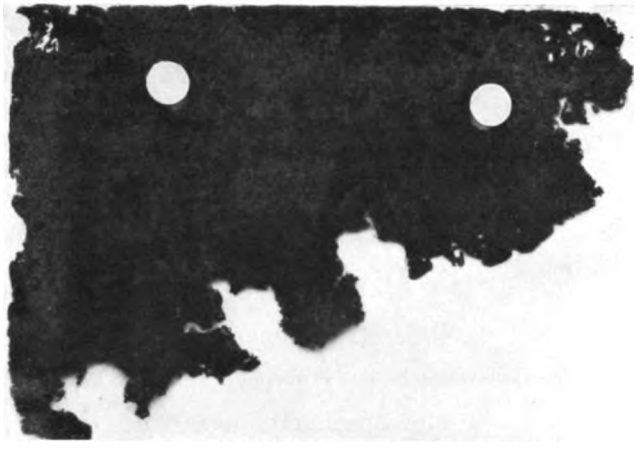


Abb. 41. 0,04% Cu.

Abb. 43. 0,35% Cu.

Abb. 42. 0,15% Cu.

Abb. 44. 1,09% Cu.

Abb. 41—44. Korrosionsversuche an ungekupferten und gekupferten Stahlblechen in gesättigtem Wasserdampf. Versuchsdauer: 15 Monate.

c) In Schwefelsäure und Salzsäure.

8. Die Säurelöslichkeit des Eisens wurde durch einen kleinen Kupfergehalt sowohl bei Zimmertemperatur wie auch bei etwa +50° außerordentlich stark heruntergedrückt. Der Hauptabfall trat jedoch vorwiegend zwischen den nahezu kupferfreien Proben G und den Proben mit etwa 0,2 bis 0,3% Cu auf.

9. Bei Zimmertemperatur haben sich die drei Stahlsorten Weicheisen, Hochbaustahl und Hartstahl gegenüber dem Angriff durch 1 proz. Schwefelsäure und 1 proz. Salzsäure nicht wesentlich verschieden verhalten. Bei +50° wies das Weicheisen in 1 proz. Schwefelsäure gegenüber den beiden anderen Stahlsorten (Hochbaustahl und Hartstahl) den stärksten Angriff auf.

10. Ein hoher Phosphorgehalt scheint auch bei gleichzeitiger Gegenwart von Kupfer die Löslichkeit in Schwefelsäure in hohem Maße zu begünstigen.

II. Korrosionsversuche mit Blechproben mit der Walzhaut.

1. Bei den Korrosionsversuchen mit Blechproben mit der Walzhaut fiel der Angriff in allen Fällen (Süßwasser,

Digitized by Google

Nordseewasser, 0,5 proz. Salzsäure und gesättigtem Wasserdampf) ganz regelmäßig mit steigendem Kupfergehalt.

E. Schlußergebnis.

1. Bei den Proben ohne Walzhaut war ein starker, die Korrosion herabdrückender Einfluß eines erhöhten Kupfergehaltes nur bei den Säurelöslichkeitsversuchen in Schwefelsäure und Salzsäure zu beobachten. Bei den Korrosionsversuchen mit säurefreien Wässern (Rostversuche) waren die Ergebnisse sehr schwankend. Bei einigen Wässern war eine schwache, rosthindernde Wirkung zu beobachten, bei anderen wieder nicht. Der Einfluß eines steigenden Kupferzusatzes trat im allgemeinen bei längerer Versuchsdauer etwas deutlicher hervor. Überall da, wo sich eine Verringerung des Angriffs mit steigendem Kupferzusatz nachweisen ließ, lag der stärkste Abfall im allgemeinen zwischen den nahezu kupferfreien Proben G und den Proben mit etwa 0,2 bis 0,3% Cu. Eine weitere Erhöhung des Kupferzusatzes bis etwa 0,6% Cu bedingte nur in einigen Fällen (bei Tropentemperatur in Süß- und Nordseewasser) einen weiteren Abfall.

2. Im Gegensatz zu den abweichenden und teilweise negativen Ergebnissen der Versuche mit den Probeplättchen ohne Walzhaut zeigten die Versuche mit den ausgewalzten Blechproben mit steigendem Kupfergehalt in allen angreifenden Mitteln ein ziemlich regelmäßiges Ansteigen des Korrosionswiderstandes. Der Grund dafür dürfte in erster Linie, neben dem Einfluß der beim Walzen, Glühen usw. auf dem Material sich bildenden oxydischen Walz- und Glühhaut, auf die lange Versuchsdauer von 15 Monaten zurückzuführen sein. Eine derartig lange Versuchsdauer ist bei der Prüfung von gekupferten Stählen unbedingt erforderlich, da die Verzögerung des Rostangriffs erst nach Bildung der dichten und festhaftenden Rostschicht einsetzt[1].

Noch im Gange befindliche Versuche im großen mit ausgewalzten Profilen bei langer Versuchsdauer sollen hierüber weiteren Aufschluß bringen.

---

[1] Siehe auch C. Carius u. E. H. Schulz: „Über den Einfluß des Kupfers auf den Rostvorgang gekupferten Stahles an der Atmosphäre und in verschiedenen Wassern.“ Mitt. a. d. Forschungsinstitut der Vereinigten Stahlwerke A.-G., Dortmund. Bd. 1, Lieferung 7. 1929.

Digitized by Google

Druck der Spamerschen Buchdruckerei in Leipzig.

Digitized by Google

Taschenbuch für Bauingenieure. Fünfte, völlig neubearbeitete und erweiterte Auflage. Unter Mitwirkung von bedeutenden Fachleuten herausgegeben von Dr.-Ing. e. h. **Max Foerster,** Geh. Hofrat, ord. Professor für Bauingenieurwesen an der Technischen Hochschule Dresden. Mit 3238 Textfiguren. XXI, 2537 Seiten. 1928.
In zwei Bänden gebunden RM 42.50

Theorie der Rahmenwerke auf neuer Grundlage. Mit Anwendungsbeispielen von Dr.-Ing. **L. Mann,** o. Professor an der Technischen Hochschule in Breslau. Mit 76 Textabbildungen. VI, 123 Seiten. 1927.
RM 9.—; gebunden RM 10.50

Beitrag zur Berechnung statisch unbestimmter Fachwerke. Von Dr. **H. Heimann.** Mit 20 Abbildungen im Text. IV, 24 Seiten. 1928.
RM 2.50

Die Berechnung von kreisförmig begrenzten Pilzdecken bei zentralsymmetrischer Belastung. Von Dr.-Ing. **K. Hajnal-Kónyi.** Mit 26 Abbildungen im Text. V, 137 Seiten. 1929. RM 12.—

Die vereinfachte Berechnung biegsamer Platten. Von Dr.-Ing. **H. Marcus,** Vorstandsmitglied der „HUTA", Hoch- und Tiefbau-Aktiengesellschaft, Breslau. Zweite, erweiterte Auflage. Mit 65 Textabbildungen. V, 126 Seiten. 1929.
RM 9.—; gebunden RM 11.—

Vorlesungen über Eisenbeton. Von Dr.-Ing. **E. Probst,** ord. Professor an der Technischen Hochschule in Karlsruhe.

Vor kurzem erschien in zweiter, umgearbeiteter Auflage der zweite Band: **Grundlagen für die Berechnung und das Entwerfen von Eisenbetonbauten. — Anwendung der Theorie auf Beispiele im Hochbau, Brückenbau und Wasserbau. — Allgemeines über Vorbereitung und Verarbeitung von Eisenbeton. — Richtlinien für Kostenermittlungen. — Eisenbeton und Formgebung.** Mit 61 Textabbildungen. IX, 539 Seiten. 1929.
Gebunden RM 31.50

In der zweiten Auflage des zweiten Bandes dieser Vorlesungen hat der bekannte Spezialist auf dem Gebiete des Betonwesens alle Änderungen berücksichtigt, die in den letzten Jahren vor sich gegangen sind. Der Band enthält die Anwendungen des Eisenbetons im Hoch-, Brücken- und Straßenbau. Den Neuerungen in der Arbeitsmethode und dem Ersatz der Handarbeit durch Maschinen wurde Rechnung getragen. Die Berechnungsmethoden sind vereinfacht worden. Veraltete Beispiele wurden durch neue ersetzt, besonders im Abschnitt „Wasserbau", in dem die Konstruktion der Talsperren eine ihrer heutigen Bedeutung entsprechende Bearbeitung erfahren hat.

Erster Band: **Allgemeine Grundlagen. — Theorie und Versuchsforschung. — Grundlagen für die statische Berechnung. — Statisch unbestimmte Träger im Lichte der Versuche.** Zweite, umgearbeitete Auflage. Mit 70 Textabbildungen. XI, 620 Seiten. 1923. Gebunden RM 24.—

Die deutschen Eisenbetonbestimmungen von 1925 zum bequemen Gebrauch für die Entwurfsbearbeitung nach Konstruktionsgliedern geordnet und ausgelegt von Dr.-Ing. **Ernst Rausch,** Privatdozent an der Technischen Hochschule Berlin. Mit 64 Textabbildungen. X, 86 Seiten. 1929. RM 4.80

Berechnung des Eisenbetons gegen Verdrehung (Torsion) und Abscheren. Von Dr.-Ing. **Ernst Rausch,** Privatdozent an der Technischen Hochschule Berlin. Mit 59 Abbildungen im Text. 50 Seiten. 1929. RM 5.—

Die Brinellsche Kugeldruckprobe und ihre praktische Anwendung bei der Werkstoffprüfung in Industriebetrieben. Von **P. Wilh. Döhmer,** Leiter der Werkstoffprüfabteilung der Schweinfurter Präzisions-Kugellagerfabrik Fichtel & Sachs, AG., Schweinfurt. Mit 147 Abbildungen im Text und 42 Zahlentafeln. VI, 186 Seiten. 1925.
Gebunden RM 18.—

VERLAG VON JULIUS SPRINGER / BERLIN

Digitized by Google

Metallographie der technischen Kupferlegierungen. Von Dipl.-Ing. **Alfred Schimmel,** Leiter der Materialprüfungsanstalt der Hirsch Kupfer- und Messingwerke in Finow bei Eberswalde. Mit 199 Textabbildungen, 1 mehrfarbigen Tafel und 5 Diagrammtafeln. VI, 134 Seiten. 1930. RM 19.—; gebunden RM 20.50

Das Buch erstrebt eine Förderung des Wissens von den metallographischen Begriffen, da die Ausbildung der Ingenieure in der Metallkunde noch zu wünschen übrigläßt. Während die Kenntnis von Eisen und Stahl durch das Schrifttum der letzten Jahre bereits eine erfreuliche Verbreitung erfahren hat, ist das für das Kupfer und seine Legierungen nicht der Fall. Diesem Mangel will das vorliegende Buch abhelfen.
Auf das Verständnis weitester Fachkreise berechnet, ist der Inhalt der Schrift mit Theorie möglichst wenig belastet. Wert gelegt wurde auf Erläuterung möglichst aller Erscheinungen mit Hilfe von Musterstücken aus der Praxis. Hierzu boten die in jahrelanger Tätigkeit gesammelten Proben aus der Untersuchungsanstalt eines großen Metallwerkes ein reichhaltiges Material. Die Schrift wird ergänzt durch ein ausführliches Literaturverzeichnis.

Rostfreie Stähle. Berechtigte deutsche Bearbeitung der Schrift „Stainless Iron and Steel" von **J. H. G. Monypenny** in Sheffield. Von Dr.-Ing. **Rudolf Schäfer.** Mit 122 Textabbildungen. VIII, 342 Seiten. 1928. Gebunden RM 27.—

Aus den Besprechungen:

Die riesigen Materialverluste, die sich durch die geringe Widerstandsfähigkeit von Eisen und Stahl gegen die Einwirkungen der Atmosphäre und des Wassers ergeben, haben seit einigen Jahren einen umfassenden Kampf gegen den Rost aufkommen lassen, der die Entwicklung der sogenannten rostfreien Stähle in weitgehendem Maße innerhalb kurzer Zeit vorangebracht hat. Die wertvollen und tiefgründigen Untersuchungen und Forschungen, die Monypenny in seinem Buche „Stainless Iron and Steel" niedergelegt hat, sind in der deutschen Übersetzung des Buches von Schäfer noch durch zahlreiche Anmerkungen und Schrifttumsangaben in hervorragender Weise ergänzt worden. Das Werk behandelt in den einzelnen Kapiteln den Einfluß des Chroms auf Härte und Gefüge des Stahles, Herstellung, Bearbeitung, Behandlung und Eigenschaften der rostfreien Stähle sowie ihren Widerstand gegen Korrosion und verschiedene Angriffsmittel. Es kann als Standardwerk über rostfreie Stähle betrachtet werden. *„Glasers Annalen."*

Brearley-Schäfer, Die Einsatzhärtung von Eisen und Stahl. Berechtigte deutsche Bearbeitung der Schrift „The Case Hardening of Steel" von **Harry Brearley** (Sheffield). Von Dr.-Ing. **Rudolf Schäfer.** Mit 124 Textabbildungen. VIII, 250 Seiten. 1926. Gebunden RM 19.50

Die Edelstähle. Ihre metallurgischen Grundlagen. Von Dr.-Ing. **F. Rapatz,** Düsseldorf. Mit 93 Abbildungen. VI, 219 Seiten. 1925. Gebunden RM 12.—

Die natürliche und künstliche Alterung des gehärteten Stahles. Physikalische und metallographische Untersuchungen von Dr.-Ing. **Andreas Weber,** München. Mit 105 Abbildungen im Text und auf 12 Tafeln. IV, 78 Seiten. 1926. RM 7.50; gebunden RM 9.—

Das Elektrostahlverfahren. Ofenbau, Elektrotechnik, Metallurgie und Wirtschaftliches. Nach **F. T. Sisco,** „The Manufacture of Electric Steel" umgearbeitet und erweitert von Dr.-Ing. **St. Kriz,** Stahlwerksleiter im Stahlwerk Düsseldorf, Gebrüder Böhler & Co., A.-G. Mit 123 Textabbildungen. IX, 291 Seiten. 1929. Gebunden RM 22.50

Aus den Besprechungen:

In dem Buche finden sich die letzten Erfahrungen auf dem Gebiete der Elektrostahlerzeugung, wobei auch die gesamten Arbeiten des Unterausschusses für Elektrostahlöfen im Stahlwerksausschuß des Vereins deutscher Eisenhüttenleute berücksichtigt sind. die einen Querschnitt durch die deutsche Elektrostahlerzeugung geben.
Das Buch von Sisco und Kriz muß als ein maßgebendes Werk gewertet werden und kann infolgedessen jedem, der sich über die technischen, metallurgischen und wirtschaftlichen Fragen auf diesem Gebiete unterrichten will, aufs wärmste empfohlen werden. *„Stahl und Eisen."*

Die Konstruktionsstähle und ihre Wärmebehandlung. Von Dr.-Ing. **Rudolf Schäfer.** Mit 205 Textabbildungen und einer Tafel. VIII, 370 Seiten. 1923. Gebunden RM 15.—

Die Werkzeugstähle und ihre Wärmebehandlung. Berechtigte deutsche Bearbeitung der Schrift „The Heat Treatment of Tool Steel" von **Harry Brearley,** Sheffield. Von Dr.-Ing. **Rudolf Schäfer.** Dritte, verbesserte Auflage. Mit 226 Textabbildungen. X, 324 Seiten. 1922. Gebunden RM 12.—

Mitteilungen aus dem Forschungsinstitut der Vereinigte Stahlwerke Aktiengesellschaft Dortmund. Herausgegeben von Dr.-Ing. **E. H. Schulz.** Band 1, Lieferung 8. **Einfluß des Alterns auf das Verhalten weichen Stahles bei Schwingungsbeanspruchungen.** Von Dipl.-Ing. **Karl Aders.** Mit 21 Abbildungen. 9 Zahlentafeln. 20 Seiten. 1929. RM 1.80

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN

Digitized by Google

Mitteilungen.

Mitteilungen der deutschen
Materialprüfungsanstalten

Sonderheft XII:
Aus dem **Staatlichen Materialprüfungsamt** zu Berlin-Dahlem

Untersuchungen an Textilriemen zur Verbesserung der Leistung

Von

G. Herzog G. Fiek P. Holdt

Mit 29 Abbildungen
und 15 Tabellen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1930

Preis RM 8.40

Mitt. dtsch. Mat.prüfgsanst.

Digitized by Google

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen
Materialprüfungsanstalten

Sonderheft XII:
Aus dem **Staatlichen Materialprüfungsamt** zu Berlin-Dahlem

Untersuchungen an Textilriemen zur Verbesserung der Leistung

Von

G. Herzog G. Fiek P. Holdt

Mit 29 Abbildungen
und 15 Tabellen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1930

Digitized by Google

Inhaltsverzeichnis.

Seite

A. Rohstoffe und webtechnischer Aufbau der Riemen 3
B. Leistungsversuche und andere mechanische Prüfungen mit den Riemen 9
I. Beschreibung der Versuchsanlage 9
II. Meßverfahren 10
III. Erprobung der Anlage bis zur Höchstleistung 14
IV. Systematische Prüfung der Riemen 15
1. Versuchsreihe 15
α) Das Probematerial 15
β) Festigkeitsversuche 15
γ) Leistungs- und Dauerversuche 16
1. Leistungsversuche 17
Zusammenfassung der Leistungsversuche der 1. Versuchsreihe 20
2. Dauerversuche 21
δ) Reibungsversuche 22
2. Versuchsreihe 24
α) Festigkeitsversuche 24
β) Leistungsversuche 29
C. Zusammenfassung der Ergebnisse 29

Digitized by Google

Untersuchungen an Textilriemen zur Verbesserung der Leistungsfähigkeit[1].

Von G. Herzog, G. Fiek und P. Holdt.

A. Rohstoffe und webtechnischer Aufbau der Riemen.

Die deutsche Textilriemen-Industrie, die vor dem Kriege ihren Absatz zu einem wesentlichen Teil im Auslande fand, hat durch den Abbruch der Handelsbeziehungen infolge des Krieges sowie durch die Abtretung früherer Reichsteile mit wichtigen Industrie- und Landwirtschaftsgebieten starke Einbuße erlitten. Die Verkleinerung des Auslandsmarktes führte notgedrungen einen Wettbewerb der Riemenfabriken um den Absatz im Auslande herbei und bewirkte eine scharfe Konkurrenz, die sich in Preisunterbietung und Qualitätsverschlechterung der Riemen auswirkte. Hinzu kam, daß die im Auslande führenden englischen Firmen für Textilriemen eine von unseren Begriffen abweichende Bezeichnungsweise gewählt hatten, welche seinerzeit von der deutschen Industrie mit Rücksicht auf das Auslandsgeschäft übernommen werden mußte. Beispielsweise wurden und werden auch heute noch von den Engländern „Kamelhaarriemen" verkauft, bei denen die die Hauptbeanspruchung aufnehmende Kette nicht nur nicht aus Kamelhaar, sondern sogar aus minderwertigen Pflanzenfasern wie Jute besteht. In einem 1924 erschienenen Aufsatz[2] wurden die auf dem Gebiete der sog. Kamelhaarriemen herrschenden unklaren, für Industrie und Verbraucher gleich schädlichen Verhältnisse einer Betrachtung unterzogen und zum Schluß auf die Notwendigkeit hingewiesen, die gesamte Textilriemenfrage einer systematischen Durchprüfung zu unterziehen. Dies war um so notwendiger, als im Gegensatz zu den Ledertreibriemen, für deren Betriebseigenschaften und Beurteilung durch die Untersuchungen von Bach, Gehrckens, neuerdings von Skutsch, Kutzbach, Stiehl u. a. die erforderlichen Grundlagen geschaffen waren, für die Textilriemen solche Grundlagen noch völlig fehlten; fast jede Erzeugerfirma legte daher für die Leistung ihrer Riemen andere Werte zugrunde. Es ist das Verdienst des Verbandes Deutscher Textilriemen-Fabrikanten, diese Anregung aufgegriffen und mit erheblichen finanziellen Opfern in die Tat umgesetzt zu haben. In Zusammenarbeit mit dem Amt wurde ein Arbeitsplan für umfangreiche Untersuchungen aufgestellt mit dem Ziel, durch Wahl eines geeigneten Haarmaterials und entsprechenden technologischen Aufbau Textilriemen von möglichst hoher Leistungsfähigkeit zu schaffen, Grundlagen für die Beurteilung der Betriebseigenschaften der Riemen zu gewinnen und endlich die Zahl der Riemenqualitäten nach Möglichkeit zu verringern.

Da der Aufbau der Riemen von Grund auf untersucht werden mußte, wurden zunächst geeignete Rohmaterialien beschafft, diese dann zum Teil für sich, zum Teil in Mischung miteinander versponnen und 3 bzw. 4 fädig gezwirnt. Hierbei wurden verschiedene Spinn- und Zwirndrehungen angewandt, um die geeignetsten Drehungsgrade zu ermitteln. Die fertigen Zwirne wurden hierauf eingehend auf ihre Eigenschaften untersucht. Die Ergebnisse dieser Prüfungen sind aus Tabelle 1—3 ersichtlich. Von ihnen betrifft Tabelle 1 die aus einem Kamelhaar hergestellten Zwirne, Tabelle 2 die aus einem als „Standard" bezeichneten Material und aus Alpaka hergestellten und Tabelle 3 die aus Mischungen verschiedener Haarsorten bestehenden Zwirne. Unter den Kamelhaarzwirnen befinden sich 5 Proben (33, 31 und V. 1—3), bei denen die Haarlänge der Züge durch nochmaliges Auskämmen der kurzen Haare erheblich erhöht worden ist. Diese Zwirne haben, wie ersichtlich, eine merklich höhere Reißlänge ergeben als die gleichzeitig aus normalen Zügen gesponnenen. Da das doppelt gekämmte Material indes zu teuer wurde, kam es für die praktische Herstellung von Riemen nicht in Betracht. Die mittlere Haarlänge der Garne aus normalen Kamelhaarzügen liegt zwischen 100 und 110 mm, bei den vorhergenannten, doppelt gekämmten Zügen bei rund 150 mm. Das Standardmaterial weist demgegenüber eine mittlere Haarlänge von 125—200 mm auf. Bei den Kamelhaar- und Standardgarnen sind auch die einfachen Gespinste geprüft worden. Dabei ergab sich die technologisch interessante Tatsache, daß einige Garne durch das Zwirnen der 4 Fäden einen ungewöhnlich hohen Festigkeitszuwachs aufwiesen gegenüber dem 4fachen Wert des einfachen Garnes; bei Kamelhaar betrug dieser Zuwachs z. B. 90—140%, bei einem Standardzwirn sogar 200%. Diese außergewöhnlich hohe Zunahme der Zugfestigkeit durch die Zwirnung trat jedoch nur bei solchen Garnen auf, die eine sehr schwache Drehung besaßen; bei diesen wirkt sich also die Erhöhung der Oberflächenreibung der Fasern im Faden durch das Zwirnen verhältnismäßig am stärksten aus.

Die Abhängigkeit der Zugfestigkeit von der Drehung ist in Abb. 1 für die einfachen Garne, in Abb. 4 für die Zwirne graphisch dargestellt. Die Garne und die Zwirne aus dem Standardmaterial zeigen einen dem bekannten Drehungsgesetz von E. Müller[1] folgenden Linienzug, während bei den Kamelhaargarnen und -zwirnen der Verlauf der Linien nur eine Näherungskurve ergibt.

[1] Der Abschnitt A ist von G. Herzog, die folgenden von G. Fiek und P. Holdt bearbeitet worden.

[2] Herzog: Unrichtige Bezeichnung von Kamelhaarerzeugnissen, Leipz. Monatsschr. Textilind. Nr. 2. 1924.

[1] Zivilingenieur 1880, H. 2 u. 3 bzw. Festschrift zum 70. Geburtstage von E. Müller.

Digitized by Google

Tabelle 1. Kamelhaargarne.

Hersteller	Probe Nr.	Soll-Drehung		Metrische Nr.[1]		Drehungen[2] auf 1 m		Abweichung der Drehung von der Soll-Drehung		Differenz der Drehungen	Drehungs-Koeffizient α [3]		Mittlere Haarlänge im Garnquerschnitt	Bruchlast[4]	Bruchdehnung[4]	Reißlänge[5]	Anzahl der Hin- und Herbiegungen bis zum Bruch[6]	Elastizitätsgrad bei stoßweiser Zugbeanspruchung[7]	
		Zwirn	Garn	Zwirn	Garn	Zwirn	Garn	Zwirn %	Garn %		Zwirn	Garn	mm	kg	%	km		20×1 kg	20×2 kg
	Zwirne																		
H. $6^3/_4$	D_1	190	290	1,65	6,60	220	320	+16	+10	100	171	125	108	5,57	41,7	9,20	1912	0,49	0,20(3)
	D_2	190	360	1,56	6,24	203	382	+ 7	+ 6	179	162	154	102	5,92	42,6	9,25	2636	—	—
	D_3	250	290	1,58	6,32	247	297	— 1	+ 2	50	196	118	99	5,69	43,4	9,00	2097	—	—
	A_1	250	325	1,53	6,12	243	341	— 3	+ 5	98	197	138	106	5,67	42,7	8,70	2293	0,51	0,32
	D_4	250	360	1,59	6,35	354	366	+ 1	+ 2	112	201	145	97	5,52	43,7	8,75	2409	0,53	0,32
V. $6^3/_4$	33	160	160	1,71	6,84	156	150	— 2	— 6	6	119	57	163	5,71	37,9	9,75	—	—	—
	31	190	160	1,58	6,32	178	153	— 6	— 4	25	142	61	160	6,15	39,5	9,75	1851	0,53	0,34
	V_1	190	290	1,68	6,72	179	269	— 6	— 7	90	138	104	161	5,67	39,6	9,55	—	0,52	0,34
	V_2	190	360	1,68	6,72	176	325	— 7	—10	149	136	125	154	5,62	40,4	9,45	—	—	—
	V_3	220	325	1,68	6,72	197	283	—10	—13	86	152	109	154	5,62	41,9	9,45	1763	—	—
	28	250	290	1,68	6,72	263	270	+ 5	— 7	7	203	104	103	4,76	37,5	8,00	—	—	—
	27	250	360	1,61	6,44	257	339	+ 7	— 6	82	202	133	102	4,95	38,4	7,95	—	—	—
	einfache Garne																		
V.	37	—	160	—	7,33	—	150	—	— 6	—	—	56	—	0,542	14,1	4,00	—	—	—
	39	—	290	—	7,05	—	269	—	— 7	—	—	101	—	0,720	20,7	5,10	—	—	—
H.	$A_1/41$	—	325	—	6,70	—	283	—	—13	—	—	124	—	0,994	25,8	6,65	—	—	—
V.	43	—	360	—	6,71	—	339	—	— 6	—	—	131	—	0,871	20,7	5,85	—	—	—

in besonderer Weise ausgekämmtes Material, im Handel nicht zu haben

Tabelle 2. Standardgarne und Alpakagarne.

Hersteller	Probe Nr.	Soll-Drehung		Metrische Nr.[1]		Drehungen[2] auf 1 m		Abweichung der Drehung von der Soll-Drehung		Differenz der Drehungen	Drehungs-Koeffizient α [3]		Mittlere Haarlänge im Garnquerschnitt	Bruchlast[4]	Bruchdehnung[4]	Reißlänge[5]	Anzahl der Hin- und Herbiegungen bis zum Bruch[6]	Elastizitätsgrad bei stoßweiser Zugbeanspruchung[7]	
		Zwirn	Garn	Zwirn	Garn	Zwirn	Garn	Zwirn %	Garn %		Zwirn	Garn	mm	kg	%	km		20×1 kg	20×2 kg
	Zwirne																		
V. $6^3/_4$	34	160	160	1,67	6,68	141	150	—12	— 6	9	109	58	124	5,12	35,1	8,55	—	—	—
	32	190	160	1,65	6,60	181	155	— 5	— 3	26	141	60	126	5,37	37,4	8,85	3398	0,53	0,29(3)
	30	190	290	1,68	6,72	192	274	+ 1	— 6	82	148	106	138	5,91	40,0	9,95	4705	0,53	0,32
	29	190	360	1,72	6,88	182	350	— 4	— 3	168	139	133	130	5,68	39,1	9,80	—	—	—
H. $6^3/_4$	A_3	216	325	1,55	6,20	200	302	— 7	— 7	102	161	121	140	5,91	43,6	9,15	5254	—	—
										75	193	126		6,00	44,9	9,30			
V. $6^3/_4$	V_6	220	325	1,63	6,52	201	310	— 9	— 5	109	158	122	206	5,99	43,5	9,75	—	—	—
	V_4	250	290	1,62	6,48	226	267	—10	— 8	41	178	105	197	5,88	44,7	9,55	—	0,54	0,36
	V_5	250	360	1,71	6,84	218	329	—13	—11	111	167	126	212	5,83	44,8	9,95	—	0,55	0,35
	einfache Garne																		
V. $6^3/_4$	32	—	160	—	6,89	—	155	—	— 3	—	—	59	—	0,419	9,8	2,90	—	—	—
	30	—	290	—	6,94	—	274	—	— 6	—	—	104	—	0,956	24,5	6,65	—	—	—
	V_6	—	325	—	6,45	—	310	—	— 5	—	—	122	—	1,023	26,5	6,60	—	—	—
	V_5	—	360	—	7,20	—	329	—	—11	—	—	123	—	0,886	26,6	6,40	—	—	—
	Alpaka-Zwirne																		
H. $6^3/_4$	A_2	216	325	1,60	6,40	199	316	— 8	— 3	117	158	125	112	5,35	39,8	8,55	3752	—	—
V. $6^3/_4$	V_7	220	325	1,56	6,24	220	309	—	— 5	89	176	124	98	5,35	38,2	8,35	1188	—	—

Digitized by Google

Tabelle 3. Mischgarne.

Hersteller	Probe Nr.	Zusammensetzung des Garnes	Soll-Drehung		Metrische Nr.[1]		Drehungen[2] auf 1 m		Abweichung der Drehung von der Soll-Drehung		Differenz der Drehungen	Drehungs-Koeffizient α [3]		Mittlere Haarlänge im Garnquerschnitt	Bruchlast[4]	Bruchdehnung[4]	Reißlänge[5]	Anzahl der Hin- und Herbiegungen bis zum Bruch[6]	Elastizitätsgrad bei stoßweiser Zugbeanspruchung[7]	
			Zwirn	Garn	Zwirn	Garn	Zwirn	Garn	Zwirn %	Garn %		Zwirn	Garn	mm	kg	%	km		20×1 kg	20×2 kg
																			50% Alpaka, 50% Wolle	aus einem Riemen
K. 5¼	B_{1a}	60% Alpaka, 40% Wolle	220	280	1,72	5,16	212	310	—4	+11	98	162	137	—	4,56	36,1	7,85	1489	0,58	0,14 (2)
	B_{1b}	60% „ 40% „	250	325	1,65	6,60	255	361	+2	+11	106	198	140	106	4,70	40,1	7,75	1250	—	—
	B_2	60% „ 40% Kamel	250	325	1,64	6,55	240	332	—4	+ 2	92	188	130	96	5,18	40,3	8,45	975	—	—
	B_3	60% Kamel, 40% Alpaka	250	325	1,81	7,23	257	331	+3	+ 2	74	191	123	91	4,47	38,0	8,10	1066	—	—
K. 6¾	B_4	60% „ 40% Wolle	250	325	1,53	6,12	247	315	—1	— 3	68	200	128	119	5,21	42,4	7,95	2323	0,53	0,13 (2)
	B_5	30% Alpaka, 70% „	250	325	1,53	6,12	243	374	—3	+15	131	197	151	118	5,13	41,2	7,80	2427	—	—
	B_6	30% Kamel, 70% „	250	325	1,55	6,20	241	323	—4	— 1	82	194	130	119	5,17	45,4	8,05	3320	—	—
	B_7	30% „ 30% Alpaka, 40% Wolle	250	325	1,60	6,40	245	357	—2	+10	112	194	141	108	5,17	43,5	8,30	2035	—	—
M. 5¼	C_1	60% Ziegenhaare, 40% Wolle	—	—	1,91	5,73	191	344	—	—	153	138	144	106	3,44	27,5	6,55	533	0,28(3)	gerissen
	C_3	60% Frauenhaare, 40% Wolle	—	—	1,75	5,25	229	280	—	—	51	173	122	118	4,21	34,4	7,35	—	—	—
	C_4	40% Frauenhaare, 60% Wolle	—	—	1,69	5,07	218	259	—	—	41	168	115	—	4,75	37,0	8,05	—	—	—
M. 6¾	C_4	40% Frauenhaare, 60% Wolle	—	—	1,83	7,32	244	305	—	—	61	181	131	123	4,28	36,0	7,85	1912	0,47	gerissen

[1] Die Nummern sind bei 65% Luftfeuchtigkeit bestimmt; die Nummer des einfachen Garnes ist aus der Zwirnnummer und der Zahl der Einzelfäden (ohne Berücksichtigung der Einzwirnung) berechnet.

[2] Mittel aus je 20 Versuchen mit je 10 cm Fadenlänge.

[3] Berechnet nach der Formel $\alpha = t/N$; t = Anzahl Drehungen auf 1 m N = metrische Nummer.

[4] Die Werte sind Mittel aus je 30 Versuchen. Freie Einspannlänge der Probefäden 50 mm; geprüft wurde bei 65% Luftfeuchtigkeit und 18—20° Zimmerwärme.

[5] Der Berechnung der Reißlänge ist die bei 65% Luftfeuchtigkeit ermittelte Nummer des Zwirnes bzw. Garnes zugrunde gelegt worden.

[6] Das Hin- und Herbiegen der Fäden erfolgte an ein und demselben Querschnitt um die abgerundete Kante eines Stahlbleches von 2,0 mm Dicke. Der Biegungswinkel in der Endstellung war etwa 60°, während der Biegebeanspruchung standen die Fäden unter einer Zugbeanspruchung von rund 1300 g. Die Zahl der Hin- und Herbiegungen betrug etwa 100 in der Minute. Die Werte sind Mittel, aus je 10 Versuchen.

[7] Die Prüfung erfolgte in der Weise, daß die Fäden zunächst mit 2 kg belastet wurden und dann 20mal nacheinander eine stoßweise wirkende Zusatzbelastung von 1 kg, darauf 20mal eine solche von 2 kg erhielten. Der Elastizitätsgrad gibt das Verhältnis der nach Beendigung des Versuches vorhandenen elastischen Dehnung zur Gesamtdehnung an. Die Werte sind Mittel aus je 5 Versuchen; die in Klammern gesetzten Zahlen geben an, daß bei dem betreffenden Garn nicht alle Fäden, sondern nur die angegebene Zahl die entsprechende Belastung aushielten, die übrigen Fäden rissen vor Beendigung der Reihe.

Digitized by Google

Der Drehungsgrad $\alpha = t\sqrt{N}$ [1] für die höchste Zugfestigkeit liegt bei den einfachen Garnen aus Kamelhaar und aus dem Standardmaterial bei etwa 100 bis

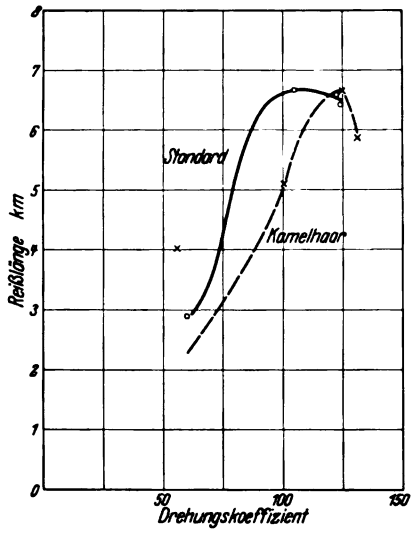


Abb. 1. Beziehung zwischen Festigkeit und Drehungsgrad der einfachen Garne.

120, bei den Kamelhaarzwirnen bei etwa 170, bei den Standardzwirnen bei etwa 150. In Abb. 2 sind die Kraftdehnungslinien eines typischen Zwirnes jeder Materialsorte dargestellt. Die Auswertung der Diagramme ergab die in Tabelle 4 zusammengestellten

Abb. 2. Kraftdehnungslinien der Zwirne.

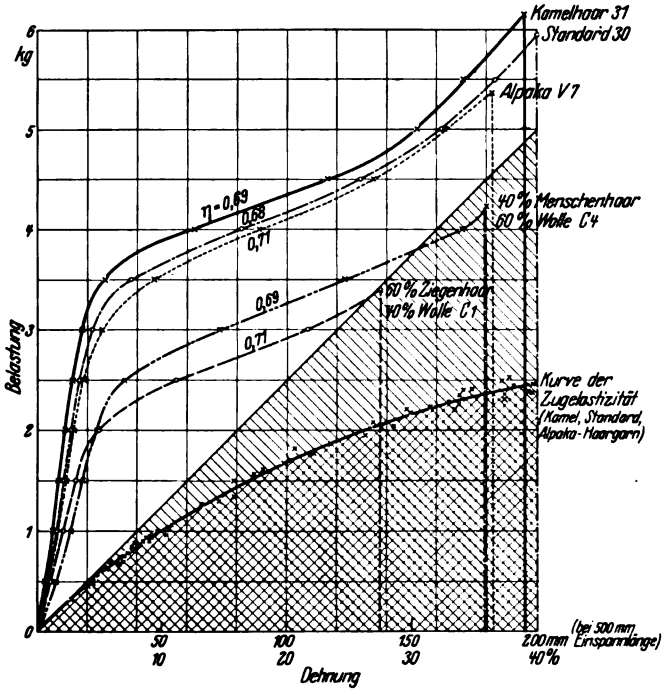


Abb. 3 (schraffierter Teil). Zugelastizität der Zwirne.

Werte. Die Tabellenwerte zeigen, daß die spezifische Zerreißarbeit des Kamelhaarzwirnes und des Standardzwirnes praktisch gleich ist. Die Zerreißarbeit des Alpakazwirnes ist schon merklich geringer als die der beiden vorher genannten Haarsorten. Einen noch kleineren

[1] t = Anzahl der Drehungen auf 1 m, N = metr. Nummer des Garnes bzw. Zwirnes.

Wert zeigt das Mischgarn aus Wolle und Menschenhaar; die kleinste Zahl weist, wie von vornherein zu erwarten war, der aus Ziegenhaar bestehende Zwirn auf. In Abb. 3 sind die Elastizitätswerte dargestellt; nennenswerte Unterschiede zwischen den verschiedenen Zwirnen bestehen nicht. Weiterhin sind Biegeversuche ausgeführt worden, wobei die Fäden an ein und demselben Querschnitt um die abgerundete Kante eines Stahlbleches von 2 mm Dicke so oft hin- und hergebogen wurden, bis Bruch des Fadens eintrat. Der Biegungswinkel nach jeder Seite betrug etwa 60°. Während des Biegens standen die Fäden unter einer Zugspannung von rund 1300 g. Die Zahl der Hin- und Herbiegungen betrug in der Minute etwa 100. Die hierbei erhaltenen Ergebnisse sind, obgleich Mittel aus je 10 Versuchen, doch nur als Annäherungswerte zu betrachten, weil der Biegewiderstand im wesentlichen von der Größe des beanspruchten Garnquerschnittes abhängig ist und dieser mangels einer

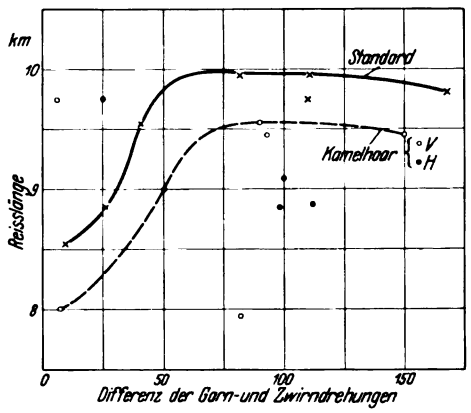


Abb. 4. Beziehung zwischen Drehung und Festigkeit der Zwirne.

geeigneten Meßvorrichtung[1] nicht genau festgestellt werden konnte. Das ungünstigste Verhalten bei der Biegeprobe zeigte wieder der Zwirn mit Ziegenhaarbeimischung. Die Biegezahlen für die reinen Kamelhaarzwirne liegen zwischen 1900 und 2600. Die beiden

Tabelle 4. Auswertung der Kraft-Dehnungslinie typischer Zwirne.

Material	Bruchlast kg	Bruchlast als Reißlänge ausgedrückt km	Bruchdehnung mm	Bruchdehnung %	Völligkeitswert des Kraftdehnungsdiagramms[2]	Zerreißarbeit mkg	Spezifische Zerreißarbeit (für 1 g Material) mkg
Kamelhaar . . .	6,15	9,75	195	39,5	0,690	0,828	2,66
Standard-Material . . .	5,95	9,95	200	40,0	0,681	0,810	2,71
Alpaka	5,35	8,35	182	38,2	0,712	0,693	2,27
Mischgarn Menschenhaar-Wolle	4,25	7,85	180	36,0	0,696	0,532	1,96
Mischgarn Ziegenhaar-Wolle	3,40	6,55	138	27,5	0,711	0,334	1,28

[1] Der Stapelmesser nach Müller, der sich hierfür sehr geeignet hätte, stand damals leider nicht zur Verfügung.

[2] Verhältnis der von der Kraft-Dehnungslinie und den zugehörigen Koordinatenabschnitten eingeschlossenen Fläche zu dem umschließenden Rechteck.

Digitized by Google

geprüften Alpakazwirne haben stark voneinander abweichende Werte ergeben; die Standardzwirne haben mit 3400 und 5200 den größten Biegewiderstand ergeben. Der Grund für die größere Widerstandsfähigkeit dieses Materials in bezug auf Biegung dürfte vermutlich in der größeren Gleichmäßigkeit der Haardicke zu suchen sein. Bei Kamelhaar sind die vorkommenden Haardickenunterschiede erheblich größer, da neben feinen, markfreien Haaren stets gröbere, markhaltige vorkommen, die eine geringere Biegungselastizität aufweisen. Eine Gleichsinnigkeit der Biegungszahlen mit den Reißlängenwerten scheint jedoch nicht durchweg vorhanden zu sein. Sehr interessante Zahlen für die Beurteilung der Materialien lieferte endlich die Prüfung der Zwirne auf Elastizität bei häufig wiederholter stoßweiser Beanspruchung. Der besseren Übersicht halber sind die betreffenden Zahlen in der Tabelle 5 noch einmal gegenübergestellt. Bei einigen Proben haben bei den 5 Parallelversuchen nicht alle Fäden die Belastung bis zum Schluß ausgehalten, vielmehr sind bei einzelnen Versuchen die Fäden vorher gerissen. Um dieses Verhalten zum Ausdruck zu bringen, sind die betreffenden Fäden in der entsprechenden Belastungsstufe mit dem Werte 0 eingesetzt worden, so daß der Mittelwert für die betreffende Probe entsprechend herabgedrückt wurde. Die Kamelhaar- und die Standardzwirne ergaben dabei annähernd den gleichen Elastizitätsgrad. Die Mischgarne aus Kamelhaar und Wolle sowie Alpaka und Wolle weisen nur etwa halb so hohe Werte auf. Der Zwirn aus Menschenhaar und Wolle hat die Zusatzbelastung von 2 kg nicht mehr ausgehalten, und

Tabelle 5. Elastizität der Zwirne bei stoßweiser Zugbeanspruchung.

Material	Elastizitätsgrad bei wiederholter, stoßweiser Belastung (Zusatzbelastung)		
	20 × 1 kg	10 × 2 kg	20 × 2 kg
Kamelhaar	0,505	0,385	0,324
	0,487	0,368	0,202(3)
	0,530	0,388	0,321
	0,516	0,405	0,338
	0,530	0,393	0,341
Mittelwert	0,513	0,388	0,305
Standard-Material	0,537	0,403	0,360
	0,548	0,421	0,350
	0,531	0,390	0,319
	0,527	0,424	0,286(4)
Mittelwert	0,536	0,410	0,329
Mischgarn Kamelhaar-Wolle	0,530	0,400	0,134(2)
Mischgarn Alpaka-Wolle	0,579	0,431	0,142(2)
Mischgarn Menschenhaar-Wolle	0,473	bereits gerissen	—
Mischgarn Ziegenhaar-Wolle	0,280(3)	bereits gerissen	—

Vom Kamelhaar sind 5, vom Standard-Material 4 Zwirnsorten geprüft worden, von den übrigen Materialien nur je eine. Die Werte sind überall die Mittel aus je 5 Einzelversuchen. Die in Klammern gesetzten Zahlen geben an, daß von den geprüften Fäden nur die angegebene Zahl die betreffenden Belastungen ausgehalten hat, während die übrigen vorher rissen.

uoch schlechter verhielt sich das Mischgarn aus Ziegenhaar, bei dem ein Teil der Fäden sogar die Belastung mit 1 kg nicht 20mal aushielt. Die technologischen Eigenschaften eines Mischgarnes werden anscheinend nicht nur von einer gewissen Gleichmäßigkeit in der Dicke, sondern anscheinend in besonderem Maße auch von dem Zusammenpassen der Eigenschaften der Einzelfaserstoffe beeinflußt. Ein in jeder Beziehung hochwertiges Garn muß daher aus möglichst gleichmäßigem Haarmaterial aufgebaut sein. Die Versuche haben einwandfrei ergeben, daß das Standardmaterial ganz besonders alle diejenigen Eigenschaften besitzt, die ein Material für Anfertigung von Riemen aufweisen muß. Dies haben die späteren Versuche mit den aus entsprechenden Garnen hergestellten Riemen bestätigt.

Auf Grund der Ergebnisse der bisher beschriebenen Material- und Garnprüfungen wurden folgende Zwirne für die Anfertigung der in 15 cm Breite vorgesehenen Versuchsriemen ausgewählt:

a) ein Zwirn aus reinem Kamelhaar, bester Handeszug, mittlere Haarlänge wenigstens 105 mm,

b) ein Zwirn aus dem Standardmaterial,

c) ein Zwirn aus einer Mischung von a und b je zur Hälfte,

d) ein Zwirn aus Wolle.

Für den Aufbau der Riemen wurde zunächst die übliche Fertigung in Leinwandbindung, 4lagig, mit Verbindung der Lagen durch eine besondere Bindekette gewählt. Für die vierfachen Zwirne, deren einfaches Garn durchweg in Nr. 6 engl. = $6^3/_4$ metr. gesponnen war[1], wurden nach den Vorversuchen die geeigneten Drehungszahlen festgelegt, die aber, wie aus den später folgenden Tabellen 6 und 7 ersichtlich, nur mit Abweichungen bis zu 25% innegehalten worden sind. Die Riemen der Reihe a und c bzw. b und d waren mit der gleichen Gesamtkettfadenzahl gearbeitet. Die Tabelle 6 enthält die Ergebnisse der eingehenden Untersuchungen der Riemen. Die Prüfungen bezweckten einerseits die Kontrolle der Innehaltung der vorher festgelegten Fabrikationsvorschriften, andererseits die Gewinnung von Kenntnissen über die Beeinflussung der verschiedenen Haarmaterialien durch die Verarbeitungsprozesse.

Aus Spalte 3—5 ist die Veränderung zu ersehen, die das Material hinsichtlich seiner Länge durch das Verspinnen und Verweben erleidet. Gegenüber der Länge im unversponnenen Zustande beträgt der Rückgang im verwebten Garn bei Kamelhaar und dem Standardmaterial 12—13%, bei dem Mischgarn mit Kamel und bei kurzer Wolle aber etwas mehr als 20%.

Die auf die Riemen aufgebrachte Imprägnierungsmasse betrug bei den Riemen a—d bei Verwendung der herkömmlichen Leinölmennige-Imprägnierung 26—32% (auf das Gewicht des rohen Riemens bezogen). Die Reißlänge ist einmal unter Zugrundelegung des Gewichtes des imprägnierten Riemens, daneben auch (siehe die in

[1] Eine Ausnahme machten nur die gröber, nämlich in Nr. $5^1/_4$ gesponnenen, dreifach gezwirnten Mischgarne mit Ziegen- und Menschenhaar (C_1, C_3 und C_4) sowie ein Mischgarn aus Wolle und Alpaka (B_1a).

Digitized by Google

Tabelle 6. Aufbau und Eigenschaften der Riemen mit Bindekette.

Riemensorte und Haarmaterial	Gesamt-Kettfädenzahl in der Riemenbreite (Doppelfäden)	Mittlere Haarlänge im Querschnitt mm: Zug	unverwebter Zwirn	verwebter Zwirn	Zahl der Drehungen auf 1 m: Garn Soll	Garn Ist	Zwirn Soll	Zwirn Ist	Gewicht von 1 m Riemen g: ohne Imprägnierung	mit Imprägnierung	Bruchlast des imprägnierten Riemens[1]: gesamt kg	kg/cm²	Reißlänge m	Dehnung des imprägnierten Riemens bei 60 kg/cm² Spannung[1]: gesamt % (δ_g)	bleibend % (δ_b)	Quotient der Dehnungsteile δ_b/δ	Bruchlast des Zwirnes kg: unverwebt	verwebt, imprägniert	verwebt, Imprägnierung entfernt	Ausnutzung der Zwirnfestigkeit im Riemen	Bruchdehnung des Zwirnes %: unverwebt	verwebt, imprägniert	verwebt, Imprägnierung entfernt	Reißlänge des Zwirnes m: unverwebt	verwebt, imprägniert	Einarbeitung der Haargarn-Kette beim Verweben (%)	Metrische Nummer des Zwirnes (ohne Imprägnierung)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
a rein Kamelhaar	403	107	90,4	93,6	320	408 (+27%)	210	253 (+20%)	947	1208 (28%)	3270	290	2720 (3450)	2,9	1,0	0,34	6,01	5,86 (±4,7%)	5,68	0,69	45,6	42,7	45,4	9650	9500	—	1,62
b (späteres Standardmaterial)	452	157	153	138 (−12%)	280	314 (+12%)	190	169 (−11%)	950	1245 (31%)	4120	361	3310 (4330)	2,2	0,8	0,36	5,92	5,44 (±3,3%)	5,06	0,84	40,2	34,1	36,5	9900	9250	10,7	1,82
c (Material a und b je zur Hälfte)	403	127	94,5	87,5 (−23%)	300	378 (+26%)	200	230 (+15%)	933	1234 (32%)	3570	311	2900 (3830)	2,9	1,2	0,41	5,71	5,71 (±6,8%)	5,49	0,78	45,3	40,4	44,5	9100	8900	—	1,60
d Wolle	460	137	123	106 (−23%)	280	300 (+7%)	190	165 (−13%)	990	1252 (27%)	3420	298	2730 (3460)	2,4	1,0	0,42	4,60	4,23 (±12%)	4,32	0,89	37,9	28,3	32,7	7900	7500	—	1,80
N. N. Wolle	568 (sechsfacher Zwirn)	—	—	124					895	1104 (23%)	3450	314	3125 (3850)	4,1	0,9	0,22	—	7,65	7,05	0,80	—	32,5	32,2	—	6750	19,7	1,01

Tabelle 7. Aufbau und Eigenschaften der durchgewebten Riemen (d. h. Riemen ohne Bindekette).

Riemensorte und Art des Materials	Gesamt-Kettfädenzahl in der Riemenbreite (Doppelfäden)	Mittlere Haarlänge im Querschnitt mm: Zug	unverwebter Zwirn	verwebter Zwirn	Zahl der Drehungen auf 1 m: Garn Soll	Garn Ist	Zwirn Soll	Zwirn Ist	Gewicht von 1 m Riemen g: ohne Imprägnierung	mit Imprägnierung	Bruchlast des imprägnierten Riemens[1]: gesamt kg	kg/cm²	Reißlänge m	Dehnung des imprägnierten Riemens bei 60 kg/cm² Spannung[1]: gesamt (% δ_g)	bleibend % (δ_b)	Quotient der Dehnungen δ_b/δ_g	Bruchlast des Zwirnes kg: unverwebt	verwebt, imprägniert	verwebt, Imprägnierung entfernt	Ausnutzung der Zwirnfestigkeit im Riemen	Bruchdehnung des Zwirnes %: unverwebt	verwebt, imprägniert	verwebt, Imprägnierung entfernt	Reißlänge des Zwirnes m: unverwebt	verwebt, imprägniert	Einarbeitung der Haargarn-Kette beim Verweben (%)	Metrische Nummer des Zwirnes (ohne Imprägnierung)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
Standard γ 4,7 mm	305 (vierfacher Zwirn)	157	—	138	280	320	190	183	—	772	2850	402	3690	2,8	0,5	0,18	—	5,57	5,27	0,84	—	32,2	33,1	—	10050	20,0	1,81
Standard γd_4 7 mm	400 (vierfacher Zwirn)	157	—	138	280	320	190	183	852	1150 (35%)	3290	335	2870	4,6	2,0	0,43	—	5,34	5,31	0,77	—	21,9	31,6	—	9850	19,7	1,84
Standard γd_2 7 mm	553 (dreifach eingezogen * zweifacher Zwirn)	119	—	106	30	398	—	378	—	1270	3710	347	2930	5,5	3,0	0,55	—	2,48	2,46	0,90	—	18,7	26,0	—	8950	22,1	3,61
Riemen *Sr* roh 8 mm	880 (sechsfacher Zwirn)	—	—	115	—	—	—	—	843	—	5430	452	6440	6,6	3,9	0,59	—	—	5,45	0,57	—	—	21,9	—	21650	26,9	3,97
Riemen *Si* imprägniert 8 mm	880 (sechsfacher Zwirn)	—	—	115	—	—	—	—	843	1040 (23,4)	5670	485	5450 (6720)	6,0	3,0	0,50	—	5,14	5,32	0,63	—	22,1	22,1	—	21800	26,9	4,10

[1] Siehe Teil B der Abhandlung.

Digitized by Google

Klammern gesetzten Werte) unter Zugrundelegung des Gewichtes des rohen Riemens berechnet worden. Als Dehnungswerte sind angegeben einmal die Gesamtdehnung (bleibende + elastische Dehnung), ferner noch die bleibende Dehnung allein, beide für die Spannung von 60 kg/qcm.

Die Werte für die Zwirnfestigkeit zeigen, daß durch das Verweben ein kleiner Rückgang derselben um etwa 3—6% erfolgt; bei dem Zwirn Reihe d beträgt dieser Rückgang allerdings schon 12%.

Die Prüfung der Riemen a—d hinsichtlich ihrer Betriebseigenschaften auf der weiter unten beschriebenen Leistungsanlage ergab zunächst, daß der Riemen b sich deutlich besser verhielt, als die übrigen und zwar sowohl was geringen Schlupf als auch was geringe Dehnung anbetraf. Gleichzeitig zeigte sich aber auch, daß mit Riemen dieser Konstruktion eine wesentliche Verbesserung der Betriebsleistungen nicht zu erzielen war. Die Steifigkeit der Riemen in der bisherigen Ausführung war verhältnismäßig groß, was besonders im Vergleich mit den Ergebnissen eines Sondertextilriemens deutlich zum Ausdruck kam (s. auch unter B, V, S. 31). Es wurde daher der Aufbau mit Bindekette verlassen und eine andere webtechnische Zusammensetzung gewählt. Diese Überlegungen führten zur Konstruktion des Standardriemens. In ihm ist das Haarmaterial verarbeitet, welches bei den Versuchen mit der ersten Riemenreihe die besten Ergebnisse geliefert hatte. Um den Einfluß der Riemendicke kennenzulernen, wurde ein Riemen von 4,7 mm Dicke und ein weiterer aus Garnen gleicher Art in 7 mm Dicke hergestellt. Der dünnere Riemen ergab nun nicht nur eine bessere Ausnutzungsziffer in der Festigkeit, sondern auch kleinere, also günstigere Zahlen für die bleibende Dehnung; allerdings war dieser Riemen vorgereckt worden, worauf die günstigeren Dehnungswerte wohl zurückzuführen sein dürften. Während nämlich bei den Riemen des neuen Aufbaues infolge der andersartigen Fadenverkreuzung die bleibende Dehnung im allgemeinen etwas höher ist als bei den Riemen mit Bindekette (was nach den Zahlen für die Einarbeitung des Kettgarnes — 20% bei den Standardriemen gegen rund 10% bei den Riemen mit Bindekette — erklärlich ist) hat der dünne Riemen eine ebenso niedrige bleibende Dehnung ergeben wie die Riemen mit Bindekette. Es ist ferner noch ein Riemen in 7 mm Dicke aus feinfädigem Zwirn gleicher Art hergestellt worden, der gegenüber dem aus dickeren Zwirn hergestellten zwar eine bessere Festigkeitsausnutzung ergab, jedoch auch etwas höhere bleibende Dehnung, so daß dieser Riemen keinen weiteren Fortschritt mehr brachte.

Außer den neuen Riemen ist zum Vergleich noch ein Sondertextilriemen aus besonderen Spinnstoffen in roher (*Sr*) und imprägnierter (*Si*) Ausführung eingehend, wie vorher beschrieben, geprüft worden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind gleichfalls in Tabelle 7 enthalten.

Interessante Zahlen ergeben sich für die Ausnutzung der Festigkeit des Zwirnes im Vergleich zu der im fertigen Riemen erreichten Festigkeit, d. h. in dem Quotienten:

$$\frac{\text{effektive Riemenfestigkeit}}{\text{theoretische Riemenfestigkeit}},$$

wobei die theoretische Riemenfestigkeit die aus der Gesamtzahl der Kettfäden und deren mittlerer Zugfestigkeit errechnete darstellt. Die Bindekette ist bei dieser Berechnung außer Betracht gelassen worden, weil sie wegen ihrer etwa 15mal so großen Einarbeitung beim Bruch des Riemens kaum mit belastet sein dürfte.

Die Ausnutzung der Zwirnfestigkeit im Riemen beträgt im besten Falle rund 90% und zwar ist dies auffallenderweise bei Riemen d, wo man wegen der Ungleichmäßigkeit des Garnes einen weniger günstigen Wert erwarten würde, der Fall. Mit etwas niedrigeren Werten folgen die Riemen b und N.N., dann c und a, welch letzterer nur noch von dem Riemen *Si* unterschritten wird, der nur 63% ergeben hat. Der geringe Ausnutzungswert des Riemens *a* kann bei der guten Gleichmäßigkeit seines Zwirnes nur ein Ausnahmewert sein, der nicht als normal angesehen werden kann und in der Herstellung des Riemens begründet sein muß. Auch die gefundene Bruchspannung von 290 kg/qcm ist für einen reinen Kamelhaarriemen (extra prima Qualität) bei so guter Festigkeit des Zwirnes zu niedrig; derartige Riemen haben erfahrungsgemäß Bruchspannungen von wenigstens 350 kg. Legt man diesen Wert zugrunde, so ergibt sich auch bei *a* eine Ausnutzungsziffer von 84%. Werte dieser Höhe sind als recht gut zu bezeichnen und dürften als Mittelwert das praktisch Erreichbare darstellen. Die Ausnutzungsziffer stellt einen wertvollen Maßstab für die Güte der Verarbeitung des Materials dar. Interessant ist, daß der feinfädige Riemen γd_2 eine bessere Ausnutzung ergeben hat als der grobfädige γd_4. Es kann dies seinen Grund nur in gleichmäßigerer Spannung des feinen Zwirnes im Riemen bei der Verarbeitung haben, denn die Zwirnreißlänge ist bei ihm an sich niedriger als die des gröberen vierfachen Zwirnes.

In dem folgenden Teil B des Berichtes über die Ergebnisse der Leistungsprüfung wird aufgezeigt werden, wie die Betriebseigenschaften der besprochenen Riemen durch die Wahl geeigneten Spinnmaterials, den neuen Aufbau und entsprechende Imprägnierung allmählich so verbessert worden sind, daß sie nunmehr gleich günstige Ergebnisse liefern, wie Lederriemen ausgesuchter Qualität. Über die Faktoren, die für die Leistungseigenschaften eines Riemens wichtig sind, wird auf Grund der bei den gesamten bisherigen Versuchen gemachten Erfahrungen am Schlusse des Berichtes einiges gesagt werden.

B. Leistungsversuche und andere mechanische Prüfungen mit den Riemen.

I. Beschreibung der Versuchsanlage.

Auf Grund der Erfahrungen, die während des Krieges bei der Prüfung von Papier- und Lederriemen auf einer in den Mitteilungen des Amtes 1921, Heft 2 beschriebenen Einrichtung für 10 PS Höchstleistung gewonnen wurden, ist in Zusammenarbeit mit der Berlin-Anhaltischen Maschinenbau-A.-G. in Dessau in der Abteilung für Maschinen- und Eisenbau des Staatlichen Materialprüfungsamtes eine Versuchsanlage entworfen und gebaut worden, mit der Leistungsprüfungen an Treibriemen bis zu einer Höchstleistung von 100 PS und bis

Digitized by Google

zu 30 m/sec Riemengeschwindigkeit ausgeführt werden können.

Die Anlage sieht nach Abb. 5, 6 und 7 in horizontaler Anordnung einen elektrisch betriebenen Riemenzug vor zwischen einem von dem Gleichstromnetz des

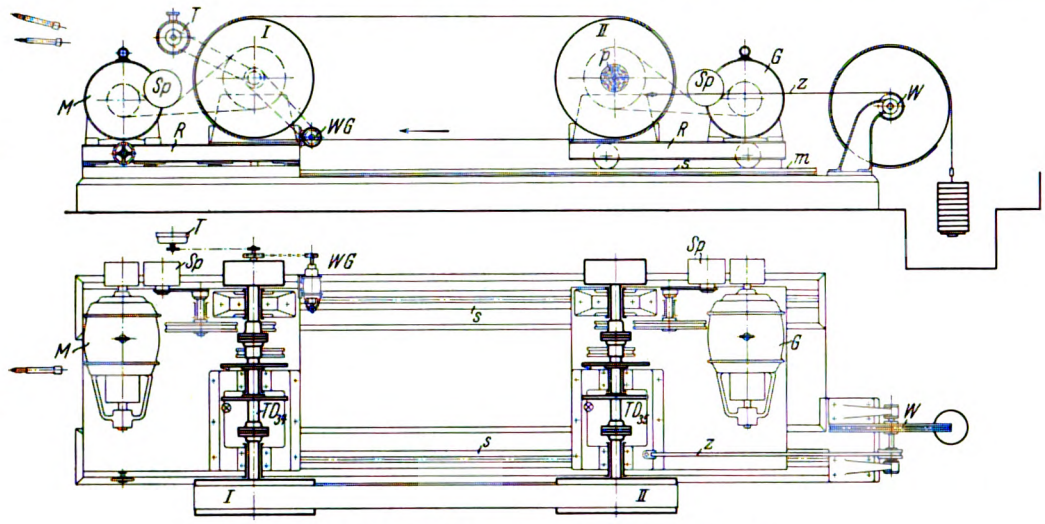


Abb. 5.

Abb. 6.

Abb. 5 und 6. Schematische Darstellung der Riemenprüfanlage.

Amtes betriebenen Elektromotor *M* und einem Generator *G*, der mit dem Motor in Kreisschaltung arbeitet, so daß nur die Verluste in beiden Maschinen durch ein besonderes ebenfalls an das Amtsnetz angeschlossenes Zusatzaggregat zu decken sind. Der Motor ist mit dem Spannrollen-Riemenvorgelege *Sp* und mit der treibenden Welle auf einem gemeinsamen Rahmen *R* montiert, der auf den Schienen *S* des Fundamentes feststellbar ist und zur Regelung des Riemenlaufes um eine zur Zugrichtung senkrechte Achse etwas geschwenkt werden kann. Ebenso steht der Generator mit der getriebenen Welle und einem gleichen Vorgelege auf einem Rahmen, der mittels Rollen auf den Fundamentschienen läuft und seitlich ebenfalls durch Rollen abgestützt ist. Dieser Rahmen kann entweder an bestimmten Stellen festgestellt werden oder er wird durch das Zugband *Z* mit Wägeeinrichtung *W* verbunden. Der Versuchsriemen läuft über Riemenscheiben I und II, die fliegend auf der treibenden und getriebenen Welle sitzen. In diese Wellen sind die Torsionsdynamometer *TD* 34 und 35 eingebaut, mit denen die in beiden Wellen auftretenden Drehmomente gemessen werden. Von der treibenden Welle wird ferner das Tachometer *T* durch Schnurzug und der kleine Wechselstrom-Generator *WG* durch Kettentrieb angetrieben. Letzterer bedient eine sog. Glimmlampe, die zur stroboskopischen Bestimmung des Riemenschlupfes benutzt wird.

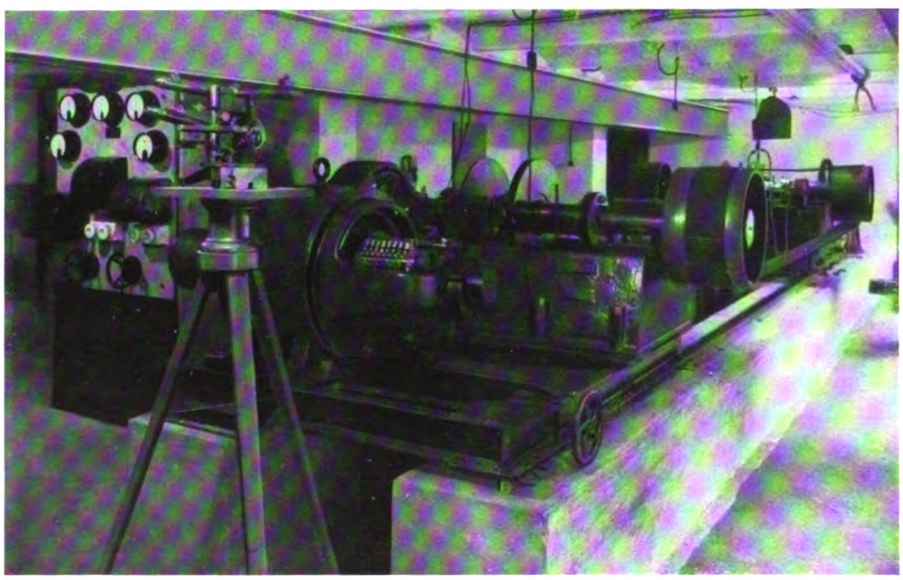


Abb. 7. Ansicht der Riemenprüfanlage.

Der Achsabstand zwischen beiden Wellen kann zwischen 1 und 5 m verändert werden.

Die beim Versuch auftretende Verlängerung des Riemens wird durch die Verschiebung des beweglichen Rahmens auf den Schienen bestimmt, die durch zwei beiderseits am Rahmen befestigte Marken an 2 an den Schienen angebrachten Maßstäben gemessen wird.

II. Meßverfahren.

Mit Hilfe von 3 Paar Riemenscheiben sind folgende Geschwindigkeiten und bei etwa 16 kg/cm Riemenbelastung folgende Leistungen mit einem 15 cm breiten Textilriemen rechnerisch festgelegt.

Tabelle 8.

Leistung in PS für 15 cm Riemenbreite		9,6	16,2	32,4	48,0	65,0	79,5	96,0	Umfangskraft für 1 cm Breite in kg
Riemengeschwindigkeit V in m/sk		3	5	10	15	20	25	30	
Drehzahlen *n* bei den vorgeschriebenen Scheibendurchm. in m	0,3	191	318	636	954	1272	1590	1908	16,1
	0,5	115	191	382	573	763	954	1145	
	1,0	—	95,4	191	286	382	477	573	

Digitized by Google

Bei jedem Riemenscheibenpaar werden die verschiedenen Geschwindigkeitsstufen durch Regulierung des Feldes des Antriebsmotors geändert; die Änderung der Leistung wird durch Belastung des Generators und gleichzeitige Regelung des Motors erzielt. Die tatsächlichen Leistungen des Motors und Generators werden mit Hilfe der Torsionsdynamometer gemessen. Diese sind als dünner elastischer Stab aus hochwertigem Federstahl in die getriebene und angetriebene Welle eingeschaltet, so daß sich die in den Wellenenden festgelagerten Köpfe des Stabes je nach dem übertragenen Drehmoment gegeneinander verdrehen. Diese Verdrehung wird optisch (s. Abb. 8) wie folgt gemessen. Der Torsionsstab trägt an beiden Enden senkrecht zur Stabachse stehende Scheiben, die eine (Nr. 1) mit einer beleuchteten Kreisskala am Rande, die andere (Nr. 2) mit einem unter 45° zur Ebene der Scheiben geneigten Spiegel; Scheibe Nr. 2 ist durch Hohlwelle mit einer weiteren Scheibe (Nr. 3) verbunden, die unmittelbar neben der Scheibe (Nr. 1) angeordnet ist und gegenüber der Skala auf Scheibe Nr. 1 einen Ausschnitt mit Fadenkreuz besitzt. Mit Hilfe des Fernrohres *F* ist bei umlaufender Welle in dem Spiegel (Scheibe Nr. 2) die Verschiebung des Fadenkreuzes (Scheibe Nr. 3) auf der Skala (Scheibe Nr. 1), d. h. die Verdrehung der Welle zu beobachten. Die Beziehung zwischen der Verdrehung und dem ausgeübten Drehmoment ist durch Eichung des Torsionsstabes festgelegt, s. Abb. 9. Die Drehzahl der treibenden Welle wird unmittelbar nach der Anzeige des Tachometers *T* eingestellt; der Schlupf zwischen der treibenden und der getriebenen Welle wird nach dem von Linckh und Vieweg angegebenen stroboskopischen Meßverfahren und zwar nach dem Einscheibenverfahren mit intermittierender Lichtquelle bestimmt. Als Lichtquelle dient die Glimmlampe, deren Licht entsprechend der Frequenz des Wechselstromgenerators *WG* pulsiert. Dieser Generator kann durch Auswechseln der Kettenräder mit den Übersetzungen 1:2, 1:1 und 2:1 von der getriebenen Welle der Versuchsanlage unmittelbar angetrieben werden, so daß seine Frequenz ohne weiteres aus der Drehzahl der treibenden Welle abzuleiten ist. Mit dieser synchron zur treibenden Welle pulsierenden Glimmlampe wird eine in Sektoren geteilte Scheibe auf der Stirnseite der getriebenen Welle beleuchtet. Bei gleicher Drehzahl beider Wellen erscheint das Bild der Sektorscheibe stillstehend, während bei Schlupf je nach dem Unterschied der Drehzahlen das Bild der Scheibe sich rascher oder langsamer dreht. Aus der Geschwindigkeit der Drehung des Bildes, die durch verschieden große Unterteilung der Kreisringe deutlich und meßbar gemacht wird, berechnet sich der Schlupf unmittelbar in % der Drehzahl der treibenden Welle.

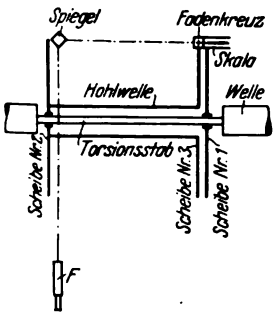


Abb. 8. Schematische Darstellung des Torsionsdynamometers.

Bei den nach Tabelle 10 ausgeführten Schlupfmessungen wurde an der Sektorenscheibe die Anzahl *Z* der Vorübergänge eines Bildpunktes an einer festen Marke mit der Stoppuhr ausgezählt, wobei die Zahl der Vorübergänge *Z* in *t* Sekunden und in der Minute $z \cdot 60/t$ ist.

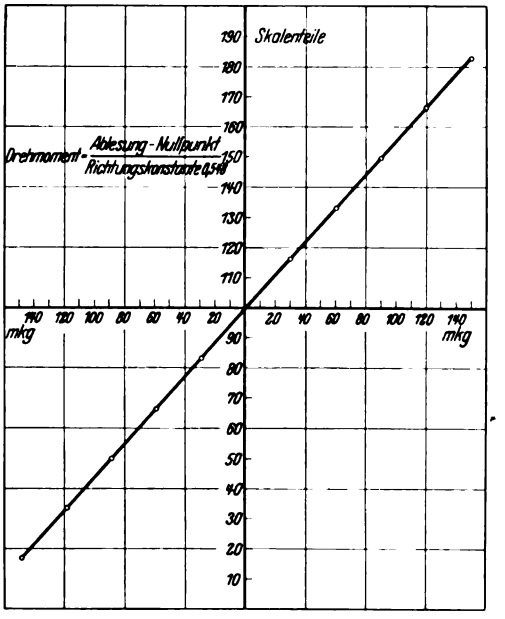


Abb. 9. Eichkurve des Torsionsstabes.

Für die der Berechnung zugrunde gelegten Werte sei:

n = minutl. Drehzahl der Riemenscheibe I an der Motorseite,

n_1 = minutl. Drehzahl der Riemenscheibe II an der Generatorseite,

n_2 = minutl. Blitzzahl der Glimmlampe, je Polwechsel 1 Blitz,

n_2' = minutl. Drehzahl des Einphasengenerators,

l_1 = Anzahl der Merkzeichen auf der Sektorenscheibe an der getriebenen Riemenscheibe und

A = Zahl der stroboskopischen Bilder der Merkzeichen. Dann ist der Schlupf in % bezogen auf die am Tachometer abgelesene Ausgangsdrehzahl n

$$s = \frac{6000 \cdot Z}{A \cdot n \cdot t}.$$

Die zur Berechnung des Riemenschlupfes bei drei verschiedenen Übersetzungsverhältnissen benutzten Formeln mit den Grenzwerten für die Schlupfmessung enthält Tabelle 9.

Tabelle 9. Schlüpfungsformeln und Meßbereich für die stroboskopischen Messungen.

$\frac{n}{n_2'}$	$\frac{n}{n_2}$	l_1	A	Schlüpfungsformel s in %	Meßbar für $\left(\frac{z}{t}\right)_{max} = 3$ bei n	s %
2:1	1:1	1	1	$\frac{6000}{n} \cdot \frac{z}{t}$	2000	9
					1000	18
1:1	1:2	2	2	$\frac{3000}{n} \cdot \frac{z}{t}$	1500	6
					1000	18
1:2	1:4	4	4	$\frac{1500}{n} \cdot \frac{z}{t}$	1000	4,5
					200	22,5

Gleichzeitig mit den stroboskopischen Messungen der Drehzahlunterschiede an der getriebenen Scheibe II

Digitized by Google

Tabelle 10. Schlupfmessungen bei 200 bis 800 Umdrehungen in der Minute und wachsendem Drehmoment in mkg.

Riemenscheibendurchmesser = 500 mm.

Reihe	Zugbeanspruchung des Riemens: Achszug Sa kg	Zugbeanspruchung des Riemens: Vorspannung $\frac{Sa}{2 \cdot b}$ kg/cm	Riemenlast am Torsionsdynamometer der Treibscheibe: Ablesung in Sklt. ca.	Riemenlast am Torsionsdynamometer der Treibscheibe: Drehmoment Md mkg	Wechselstromgenerator mit Glimmlampe: Zahnradübersetzung $\frac{n}{n_2'}$	Wechselstromgenerator mit Glimmlampe: Blitzzahl der Lampe je Periode $\frac{n}{n_2}$	Riemengeschwindigkeit m/sk	Tachometerablesung Drehzahlen der treib. Scheibe I n Umd/Min ca.	Riemenschlupf: mittels Jaquet-Indikator gemessen: Drehzahlen: treibende Scheibe I n p. Min.	Drehzahlen: getriebene Scheibe II n_1 p. Min.	Unterschied: $n - n_1$ p. Min.	Unterschied: $\frac{n - n_1}{n} \cdot 100$ %	Riemenschlupf: stroboskopische Messung nach dem Einscheibenverfahren: beobachtete: Bildzahl A	Merkzeichen l_1	Vorübergänge $\frac{z}{t}$ beobachtet an der Sektorenscheibe n_1 der getriebenen Welle	Schlupf $s\% = \frac{6000 \cdot z}{A \cdot n \cdot t}$: Einzelwerte	Mittel
1								600	602	600	—2	—	3	3	3/75	3/77 —	0,133 0,130 —	0,13
							15,7	600	602	—	—	—	7	7	7/78	7/76 —	0,128 0,132 —	0,13
			2	3,6				600	602	—	—	—	5	5	10/154	5/77 —	0,130 0,130 —	0,13
2								650	655	653	2	0,3	4	4	4/65	4/67 —	0,142 0,138 —	0,14
								650	—	—	—	—	5	5	5/67	— —	0,137 — —	0,14
								650	—	—	—	—	7	7	7/68½	— —	0,135 — —	0,14
3								650	656	648	8	1,2	4	4	10/20	— —	0,94 — —	0,94
			5	9,1				650	—	—	—	—	5	5	10/18	10/20 —	1,025 0,923 —	0,97
								650	—	—	—	—	7	7	10/10	— —	1,32 — —	1,32
4	280	7,0	7	12,8	2:1	1:1		650	—	—	—	—	4	4	10/15	— —	1,540 — —	1,54
								650	—	—	—	—	7	7	10/9	— —	1,465 — —	1,47
							17,0	650	—	—	—	—	5	5	10/20	— —	0,923 — —	0,92
								650	655	635	20	3,1	3	3	10/10½	— —	2,93 — —	2,93
								650	655	635	—	—	4	4	10/8	10/8 —	2,89 2,89 —	2,89
								650	—	—	—	—	5	5	10/8	— —	2,31 — —	2,31
5			10	18,2				650	—	—	—	—	3	3	10/10	— —	3,08 — —	3,08
								650	655	642	13	2,0	5	5	10/7	— —	2,64 — —	2,64
								650	—	—	—	—	3	3	10/11	— —	2,80 — —	2,80
								650	—	—	—	—	5	5	10/7	— —	2,64 — —	2,64
6			14	25,5				650	663	508	155	23,4	—[2]	4	10/12	10/11 —	23,0 — —	23,0
								650	—	—	—	—			20/20	20/21 —	22,7 — —	
1								300	300	300	0	—	4	4	2/92	2/92½ —	0,109 0,107 —	0,11
			1,8	3,3				300	—	—	—	—	6	6	2/59	4/123 —	0,113 0,108 —	0,11
								300	295	293	2	0,7	4	4	4/43	10/100 —	0,465 0,500 —	0,48
			12	21,9				300	—	—	—	—	6	6	10/67½	— —	0,494 — —	0,49
2			bis	bis			7,85	300	298	296	2	0,7	4	4	10/84	10/74 —	0,595 0,675 —	0,64
			14	25,5				300	—	—	—	—	6	6	10/59	— —	0,565 — —	0,57
								300	295	288	7	2,4	4	4	10/12¾	10/15 10/13½	3,92 3,33 3,70	3,65
3			21	38,3				300	296	290	6	2,0	6	6	10/7½	10/7½ —	4,45 4,45 —	4,45
4	280	7,0	24	43,8	1:1	1:2		300	308	257	51	16,2	4	4	20/7	20/7 —	14,3 14,3 —	14,3
								400	400	400	0	—	4	4	4/126	4/127 —	0,119 0,118 —	0,12
1			2,2	4,0				400	400	399	1	0,3	6	6	4/81¾	4/83 —	0,122 0,120 —	0,12
								400	399	398	1	0,3	4	4	4/64½	4/61½ —	0,233 0,244 —	0,24
2			5	9,1			10,5	400	—	—	—	—	6	6	4/43	4/35 —	0,233 0,286 —	0,26
								400	399	397	2	0,5	8	8	4/31½	4/25¾ —	0,238 0,281 —	0,26
			11	20,1				400	406	402	4	1,0	4	4	8/34¼	8/34 —	0,875 0,883 —	0,88
			bis	bis				400	403	398	5	1,3	6	6	8/28½	8/20½ 8/18	0,702 0,975 1,11	0,93
3			12,5	22,8				400	—	—	—	—	8	8	8/21½	8/13½ —	0,700 1,11 —	0,91

Digitized by Google

4			10	18,2				400	402	399	3	0,8	4	4	8/471/2	8/40		0,632	0,612	—	0,62
								400	399	396	3	0,8	6	6	8/47	8/41		0,426	0,488	—	0,46
								400	—	—	—	—	8	8	8/24	8/19	8/24	0,625	0,790	0,625	0,68
5	280	7,0	13 bis 15	23,7 bis 27,4	1:1	1:2	10,5	400	417	403	14	3,4	4	4	10/11	—	—	3,41	—	—	3,41
								400	—	—	—	—	6	6	10/8	10/8	—	3,125	3,125	—	3,13
								400	404	397	7	1,7	8	8	10/51/2	20/111/2	—	3,41	3,26	—	3,34
6			~17	31,0				400	407	293	114	28,0	—[2]	8	20/191/2	20/20	—	23,1	23,1	—	23,1
								400	411	302	109	26.6									
								200	196	196	0	—	4	4	2/149	2/144	2/144	0,101	0,104	0,104	0,10
1			1,5	2,7				200	199	199	0	—	8	8	4/1451/2	—	—	0,103	—	—	0,10
								200	—	—	—	—	12	12	4/971/2	—	—	0,103	—	—	0,10
			4	7,3				200	196	196	0	—	4	4	4/130	—	—	0,231	—	—	0,23
2			bis	bis				200	—	—	—	—	8	8	4/76	4/68	4/64	0,198	0,221	0,235	0,22
			5	9,1				200	196	196	0	—	12	12	4/491/2	4/46	4/47	0,202	0,218	0,213	0,21
								200	196	194	2	1,0	4	4	4/641/2	4/631/4	—	0,465	0,472	—	0,47
3			10	18,2			5,25	200	—	—	—	—	8	8	4/321/2	4/29	—	0,462	0,518	—	0,49
			11	20,1				200	195	194	1	0,5	12	12	4/17	4/17	—	0,589	0,589	—	0,59
								200	198	195	3	1,5	4	4	4/23	4/201/2	4/191/2	1,305	1,47	1,54	1,44
4			15	27,4				200	—	—	—	—	8	8	8/191/2	8/181/2	—	1,54	1,62	—	1,58
								200	198	195	3	1,5	12	12	8/141/2	16/24	8/121/2	1,38	1,67	1,60	1,55
								200	195	163	32	16,4									
5	280	7,0	20	36,5				200	207	167	40	19,3	—[2]	10	10/34	—	—	19,1	—	—	19,1
								200	193	157	36	18,6									
1			2	3,6				400	399	399	0	—	4	4	2/65	4/125	—	0,115	0,120	—	0,12
2			5	9,1				400	404	402	2	0,5	4	4	4/61	4/70	4/69	0,246	0,214	0,218	0,23
3			11	20,1				400	398	397	1	0,3	4	4	4/35	4/37	—	0,430	0,405	—	0,42
4			15—16	28,3			10,5	400	412	408	4	1,0	4	4	8/19	8/24	8/24	1.58	1,25	1,25	1,36
5			~20	36,5	1:2	1:4		400	406	370	36	8,9	4	4	20/111/4	20/121/2	20/121/2	6,67	6,10	6,10	6,29
								400	417	310	107	25,7	—[2]	6	20/9	20/10	20/9	27,8	28,4	27,8	28,—
1			2,2	4,0				600	600	600	0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
			6—7	11,9				600	600	600	0	—	4	4	4/84	—	—	0,119	—	—	0,12
2			10	18,2			15,7	600	614	613	1	0,2	4	4	4/531/2	4/491/2	—	0,187	0,202	—	0,20
3			15	27,4				600	600	593	7	1,2	4	4	8/35	—	—	0,571	—	—	0,57
4			20	36,5				600	615	600	15	2,4	4	4	10/10	10/101/2	—	2,50	2,38	—	2,44
1			3	5,5			20,95	800	812	808	4	0,5	4	4	8/61	8/64	8/65	0,246	0,235	0,231	0,23
2			10	18,2				800	825	775	50	6,1	4	4	20/10	—	—	3,75	—	—	3,75
1			2	3,6				200	194	194	0	—	4	4	3/214	2/132	4/285	0,105	0,114	0,105	0,11
2			5	9,1				200	200	200	0	—	4	4	2/79	1/39	—	0,190	0,192	—	0,19
3			10	18,2				200	199	199	0	—	4	4	2/41	4/84	—	0,366	0,357	—	0,36
4			15	27,4				200	207	207	0	—	4	4	1/14	2/28	4/55	0,535	0,536	0,546	0,54
5			20,5	37,4				200	192	190	2	1,0	4	4	1/10	4/381/2	2/18	0,75	0,78	0,83	0,79
	480	12,0					5,25	200	202	199	3	1,5	4	4	2/11	4/211/2	—	1.36	1,40	—	1,38
6			25	45,6				200	—	—	—	—	4	4	4/20	—	—	1,50	—	—	1,50
								200	203	192	11	5,4	4	4	8/12	16/22	—	5,0	5,46	—	5,23
7			30	54,7				200	198	186	11	5,6	4	4	16/251/2	8/121/2	16/24	4,71	4,70	5,00	4,80
								200	197	171	26	13,2	4	4	16/81/2	16/83/4	16/83/4	14,1	13,7	13,7	13,8
8			32,5	59,3				200	200	173	27	13,5	4	4	24/14	—	—	12,9	—	—	12,9

[1] Bei den Versuchsreihen mit 7 kg/cm Riemenspannung wurde zu den stroboskopischen Messungen eine Sektorenscheibe mit 15 Ringen, bei den zuletzt ausgeführten Versuchsreihen mit 12kg/cm Riemenspannung eine solche mit nur 5 Ringen von größerem Durchmesser verwendet. Bei der Scheibe mit 5 Ringen, war für den Beobachter ein noch besseres Auszählen der Merkzeichen möglich.

[2] Wo die Bildzahl in der Tabelle fehlt, war der Meßbereich bereits überschritten. Der Schlupf wurde daher aus dem Ring einer benachbarten Drehzahl, dessen Bild langsamer entgegengesetzt schlüpft, nach der auf S. 11 angegebenen Formel berechnet.

Digitized by Google

nach Tabelle 10 wurden für die vergleichende Gegenüberstellung der Schlupfzahlen außerdem noch Drehzahlmessungen an der treibenden und getriebenen Versuchsriemenscheibe mit einem sog. Jaquetindikator ausgeführt. Die Versuche wurden bei annähernd gleichbleibender Drehzahl und stufenweiser Steigerung des Drehmoments durchgeführt und im allgemeinen dann abgebrochen, wenn großer Schlupf auftrat.

Aus den Schlupfzahlen der Tabelle 10 ist zu erkennen, daß die mit dem Indikator gemessenen Werte bei Schlüpfungen bis zu etwa 8% sehr erheblich von den nach dem stroboskopischen Meßverfahren ermittelten Schlupfzahlen abweichen. Bei größerem Schlupf werden die Abweichungen kleiner. Zuverlässige und genaue Schlüpfungswerte lassen sich nach den vorstehenden Ergebnissen insbesondere bei kleinem Schlupf nur mit dem stroboskopischen Meßverfahren erzielen, weil die Indikatoranzeige zu grob ist.

III. Erprobung der Anlage bis zur Höchstleistung.

Die Erprobung der Riemenprüfvorrichtung erstreckte sich zunächst darauf, ob mit den elektrischen Maschinen und den eingebauten Spannrollentrieben (s. Abb. 5 bis 7), die in Tabelle 8 für 15 cm breite Textilriemen angegebenen und errechneten Leistungen erreicht werden.

Zum Antrieb des Generators durch den Elektromotor wurde als Versuchsriemen ein etwa 11 m langer, 20 cm breiter und 0,8 cm dicker durch Schienenverbinder endlos gemachter Textilriemen verwendet, der über die fliegend angeordneten Riemenscheiben I und II (Abb. 5 und 6) von 500 mm Durchmesser lief. Die Versuchsscheibe auf der treibenden Welle war glatt, die Scheibe auf der getriebenen Welle ballig gedreht. Gemessen wurde bei 10 bis 30 m/sec Riemengeschwindigkeit und konstanter Riemenspannung von rund 15 kg/cm die aus der Vergrößerung des Achsabstandes errechnete Riemenlängung in % und die mit den Maschinen erzielten Leistungen bei stufenweiser Steigerung der Drehmomente. Bei jeder Stufe der Belastung lief die Anlage etwa 10 Minuten bei den verschiedenen Geschwindigkeiten etwa je $^1/_2$ Stunde. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 11 zusammengestellt.

Vergleicht man die ermittelten Leistungen in PS nach Tabelle 11 mit den errechneten Leistungen in Tabelle 8, so ergibt sich, daß die auf der Prüfanlage erzielte Arbeitsleistung nicht nur erreicht, sondern durchweg noch höher gesteigert werden konnte. Bei späteren Prüfungen wurden Leistungen der Maschine bis 110 PS erreicht.

Ferner wurden bei festem Achsabstand der Anlage einige Versuchsreihen ausgeführt, um die Wirkungsweise der Anlage hierbei zu erproben.

In der folgenden Tabelle 12 werden Einzelergebnisse dieser Leistungsversuche bei konstantem Achsabstand mit dem gleichen 20 cm breiten Riemen bei 5 und 10 m/sk Riemengeschwindigkeit mitgeteilt.

Zu den Versuchen wurde bei wagerechtem offenem Triebe ebenfalls das Versuchsscheibenpaar von 500 mm Durchmesser verwendet. Der Achszug (Riemenlast) von 280 kg wurde bei losem Wagen im Stillstand ausgewogen und dieser dann festgestellt, so daß der Riemen beim Beginn jeder Versuchsreihe $\sim$ 7 kg/cm Vorspannung hatte und der Achsabstand fest war.

Tabelle 11. Leistungen der Versuchsanlage bei Verwendung eines Versuchsscheibenpaars von 500 mm Durchmesser und konstantem Achsdruck.

Versuchsreihe	Zugbeanspruchung des Riemens: Achszug S_a kg	Zugbeanspruchung des Riemens: Vorspannung $S_a/2 \cdot b$ kg/cm	Riemengeschwindigkeit v ca m/sk	Achsabstand im Betriebe: Mittlere Verschiebung des Wagens mm	Achsabstand im Betriebe: Gesamt m	Dehnung des Riemens im Betriebe % [1]	Ermittlung der Arbeitsleistung: Versuchsscheibe I (Motor): Torsionsdynamometer Nr. 33: Ablesung Sklt	Zunahme	Gesamt Sklt	Drehmoment Md mkg	Leistung PS	Umfangskraft für 1 cm Riemenbreite kg	Versuchsscheibe II (Generator): Torsionsdynamometer Nr. 34: Ablesung Sklt	Zunahme	Gesamt Sklt	Drehmoment Md mkg
1	600	15,0	10	0	4,760	—	100,0	—	—	—	—	—	89,9	—	—	—
				—	—	—	98,0	2,0	2,0	3,6	2,0	0,7	100,2	1,3	1,3	2,4
				5	4,765	0,1	83,5	14,5	16,5	30,1	16,4	6,0	115,0	14,8	16,1	29,4
				21	4,781	0,4	64,0	19,5	36,0	65,7	35,7	13,1	134,4	19,4	35,5	64,8
2			15	—	—	—	97,8	—33,8	2,2	4,0	3,2	0,8	100,5	—33,9	1,6	2,9
				—	—	—	82,0	15,8	18,0	32,8	26,3	6,6	116,5	16,0	17,6	32,1
				30	4,790	0,5	65,0	17,0	35,0	63,9	51,3	12,8	133,0	16,5	34,1	62,2
3			20	—	—	—	97,2	—32,2	2,8	5,1	5,5	1,1	100,5	—32,5	1,6	2,9
				—	—	—	81,6	15,6	18,4	33,6	36,4	6,7	116,0	15,5	17,1	31,2
				82	4,842	1,5	66,0	15,6	34,0	62,0	67,1	12,4	132,5	16,5	33,6	61,3
4			25	84	4,844	1,5	96,5	—30,5	3,5	6,4	8,5	1,3	101,0	—31,5	2,1	3,8
				—	—	—	81,0	15,5	19,0	34,7	46,0	6,9	117,0	16,0	18,1	33,0
				86	4,846	1,7	64,8	16,2	35,2	64,2	85,1	12,8	132,5	15,5	33,6	61,3
5			30	106	4,866	1,9	97,5	—32,7	2,5	4,6	7,4	0,9	101,0	—31,5	2,1	3,8
				112	4,872	2,0	82,5	15,0	17,5	31,9	51,1	6,4	115,0	14,0	16,1	29,4
				128	4,888	2,0	66,3	16,2	33,7	61,5	98,6	12,3	131,5	16,5	32,6	59,5

[1] Beim erstmaligen Auswiegen der Riemenspannung wurde die Dehnung des Riemens = 0 gesetzt.

Digitized by Google

Tabelle 12. Leistungsversuche mit Einzelergebnissen bei konstantem Achsabstand.

Versuchsreihe	Zugbeanspruchung des Riemens: Achszug S_a kg	Zugbeanspruchung des Riemens: Vorspannung $S_a/2 \cdot b$ kg/cm	Riemengeschwindigkeit v m/sk	Schlupf in % gemessen: mit dem Indikator ca.	Schlupf in % gemessen: nach dem stroboskopischen Meßverfahren	Aus den gemessenen Drehmomenten errechnete Leistung und Umfangskraft an der: treib. Scheibe I: Krafttübertragung PS	treib. Scheibe I: Umfangskraft auf 1 cm Breite kg	getrieb. Sch. II: Leistung in PS	getrieb. Sch. II: Umfangskraft auf 1 cm Breite kg
1				0,5	—	0,92	0,69	0,81	0,61
				0,4	0,21	2,79	2,09	2,65	1,99
				0,5	0,22	2,29	1,72	2,15	1,61
				—	—	6,11	4,58	5,97	4,48
				0,5	0,48	6,37	4,78	6,22	4,67
				—	—	5,70	4,28	5,67	4,25
				2,7	2,42	10,69	8,02	10,43	7,82
				14,0	—	12,73	9,55	11,93	8,95
				16,0	15,4	12,23	9,17	10,15	7,61
				—	16,3	11,98	8,99	9,72	7,29
			5	—	—	1,01	0,76	0,75	0,56
				—	—	2,65	1,99	—	—
				—	—	2,96	2,22	2,65	1,99
				0	0,21	2,65	1,99	2,45	1,84
				0,8	0,57	5,61	4,21	5,58	4,19
	280	7,0		—	—	9,16	6,87	9,08	6,81
2				1,1	0,87	9,38	7,04	9,30	6,98
				1,1	0,99	9,16	6,87	8,98	6,74
				—	—	13,23	9,92	12,47	9,35
				5,6	5,77	12,98	9,74	12,00	9,00
				15,4	13,6	13,51	10,13	11,58	8,69
				15,2	15,3	12,98	9,74	10,88	8,16
				0	0,10	0,75	0,56	0,61	
				1,1	0,11	1,84	0,69	1,23	0,46
				2,0	0,17	4,91	1,84	4,905	1,84
				0,5	—	3,24	1,22	3,23	1,21
3				0,8	0,85	17,53	6,57	17,00	6,38
			10	14,6	9,37	25,46	9,55	23,08	8,66
				—	15,0	23,45	8,79	19,51	7,32
				—	14,0	23,45	8,79	19,51	7,32
				1,3	0,11	1,73	0,65	1,34	0,50

IV. Systematische Prüfung der Riemen.

1. Versuchsreihe.

α) Das Probematerial.

Nach dem Arbeitsplan unter Abschnitt A, S. 7 wurden zunächst vier Sorten Riemen (a, b, c, d) normaler Fertigung mit roter Imprägnierung hergestellt. Für vergleichende Versuche wurden drei Sondertextilriemen *Si* und *Sr* (s. S. 9), zwei davon imprägniert und ein Riemen in rohem Zustande, sowie ein von der Acla-A.-G., Köln, für diese Untersuchung gelieferter Lederriemen von Sonderqualität und außerdem ein Geweberiemen *NN* aus dem Handel beschafft. Die Breite war bei allen Riemen die gleiche (15 cm). Die Riemendicke betrug bei dem einen Sondertextilriemen 3,5 mm bei den übrigen 6—8 mm. Der 3,5 mm dicke Sondertextilriemen war normale Anfertigung, während

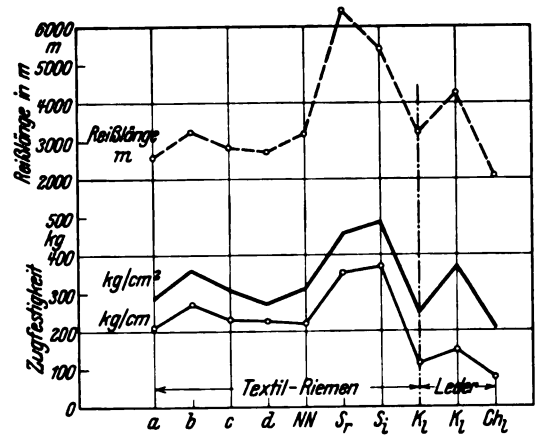


Abb. 10. Festigkeitseigenschaften der Riemen. Zeichenerklärung siehe Abb. 11.

die beiden dickeren Sondertextilriemen roh und imprägniert nur für Versuchszwecke in der angegebenen Dicke angefertigt worden waren.

Tabelle 13. Zugfestigkeit der Geweberiemen- und Lederriemenproben.

Die Festigkeit der Textilriemen wurde an Proben von der ursprünglichen Breite, die der Lederriemen an herausgeschnittenen Lederstreifen ermittelt.

Bedeutung der Werte	Textilriemen: a	b	c	d	N. N.	*S* Sondertextilriemen: roh	imprägn.	Lederriemen[2]: Marke Ideal	aus dem Handel beschafft	Chromleder
Abmessungen: Dicke cm	0,75	0,75	0,76	0,77	0,70	0,78	0,77	0,45	0,41	0,37
Abmessungen: Breite cm	15,2	15,3	15,1	15,2	15,6	15,4	15,5	5,11	3,97	4,07
Abmessungen: Versuchslänge cm	122	122	122	121	116	55	55	110	17	17
Metergewicht kg	1,274	1,275	1,274	1,240	1,104	0,843	1,039	0,182	0,144	0,158
Zugfestigkeit[1]: Bruchlast kg	3270	4120	3570	3420	3450	5430	5670	585	594	318
Zugfestigkeit[1]: Spannung kg/cm	216	270	237	226	221	352	367	115	149	78
Zugfestigkeit[1]: Spannung kg/cm²	289	361	311	295	314	452	384	250	366	211
Reißlänge m	2570	3240	2810	2760	3130	6440	5455	—	—	—

[1] Die Festigkeitseigenschaften der Textilriemen a bis d und der Lederriemenproben wurden aus je zwei Parallelversuchen, die des Geweberiemens *NN* und Sondertextilriemens aus Einzelversuchen ermittelt.

[2] Die Festigkeitswerte der Lederriemen stammen von anderen Untersuchungen mit Lederriemen, die im Amt ausgeführt worden sind, weil von dem endlosen Acla-Riemen keine Proben entnommen werden konnten, ohne den Riemen für weitere Versuche unbrauchbar zu machen.

β) Festigkeitsversuche.

Diese Versuche umfaßten die Bestimmung des Gewichtes für die Längeneinheit, die Ermittelung der Beziehung zwischen Belastung und Dehnung sowie der Zugfestigkeit und Reißlänge.

Auf Abb. 10 ist die Zugfestigkeit in kg für 1 cm Breite und in kg/cm² sowie die Reißlänge graphisch dargestellt,

Digitized by Google

während auf Abb. 11 die Gesamt- und die bleibende Dehnung in % in Beziehung zur Riemenspannung in kg/cm² aufgetragen ist.

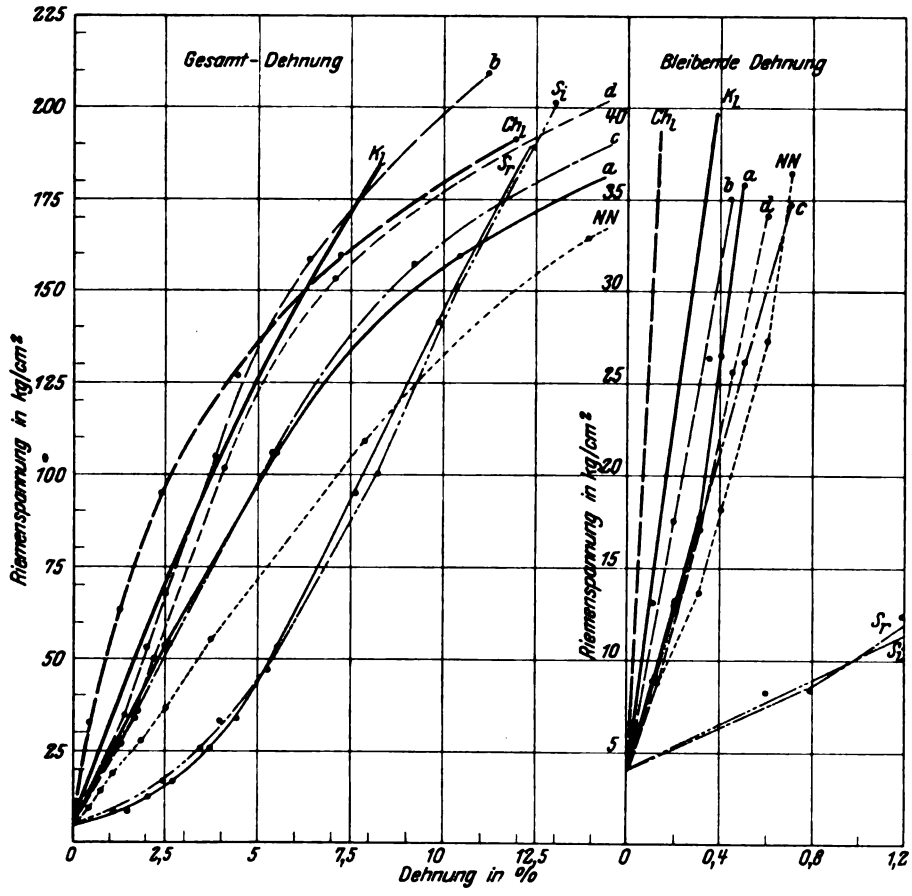


Abb. 11. Beziehung zwischen Riemenspannung und Dehnung.
a—d rot impr. Riemen ursprüngl. Fertigung, *NN* Geweberiemen aus dem Handel bezogen, S_r und S_i Sondertextilriemen 7,5 mm, besondere Fertigung für Versuchszwecke, K_1 Kernlederriemen und Ch_1 Chromlederriemen.

Nach den Werten der Tabelle 13 und aus der Gegenüberstellung der Festigkeitseigenschaften in Abb. 10 hatten die Sondertextilriemen *Si* und *Sr* bis auf das Metergewicht die größten Werte und „Kamelhaar" *a* die kleinsten bis auf Metergewicht und Dicke. Die Lederproben — die dem auf Leistung geprüften Vergleichsriemen „Acla" (Sonderqualität) nicht entstammen — hatten zum Teil kleinere Festigkeitswerte. Von den übrigen Textilriemen hatte der Riemen b die größten Werte, während sich die übrigen Riemen dazwischen einordnen und zwar in fallender Reihenfolge: Geweberiemen *NN*, Riemen c und d. Aus dem Schaubild Abb. 11 für den Dehnungsverlauf geht hervor, daß bis zu 200 kg Belastung (∼ 18 kg/cm²) bei den Riemen a, c und d sich die Werte für die bleibende Dehnung decken. Bei Leder und den Riemen b war die bleibende Dehnung am kleinsten, beim Geweberiemen *NN* etwas größer als bei a, c und d, am größten war sie jedoch bei den beiden Sondertextilriemen. Bei den höheren Belastungen bis zu 400 kg (∼ 35 kg/cm²) zeigen sich etwas größere Unterschiede, diese sind aber, abgesehen von den größeren Dehnungswerten der beiden Sondertextilriemen, nicht nennenswert. Die Gesamtdehnung bis zu 1200 kg Belastung (∼ 110 kg/cm²) war bei den Sondertextilriemen am größten, nahm jedoch bei Steigerung der Belastung bis 2400 kg (∼ 210 kg/cm²) nicht so stark zu wie bei den anderen Riemen. Im Vergleich zu den übrigen Riemen, war die Gesamtdehnung beim Geweberiemen *NN* am größten, bei Leder, Riemen *b* und *d* am kleinsten. Dazwischen lagen die nahezu übereinstimmenden Dehnungswerte für Riemen *a* und *c*.

γ) Leistungs- und Dauerversuche.

Die Untersuchung erstreckte sich auf die Bestimmung der Verluste, die beim Übertragen von Leistung durch Textilriemen auftreten.

Untersucht wurden die unter α genannten Riemensorten nach zwei verschiedenen Prüfungsverfahren und zwar 1. auf Ermittelung des Schlupfes und Durchzugsgrades bei konstantem Achsdruck (7, 10, 12,5 und 20 kg/cm Riemenspannung[1]), 5, 10, 20 und 25 m/sek Riemengeschwindigkeit und stufenweiser Steigerung der Umfangskraft S_n bis zum Gleiten bzw. bis zu der mit den elektrischen Maschinen der Prüfvorrichtung erreichbaren Höchstleistung und 2. auf Ermittelung des Schlupfes beim Laufen (Dauerversuch) mit konstantem Achsabstand und der Achsdruckverminderung bei 10 m/sek Riemengeschwindigkeit und zwei verschiedenen Umfangskräften.

Mit den zu prüfenden Riemen wurde die Versuchsanlage (Abb. 5—7) unter Verwendung von Riemenscheiben von 500 mm Dmr. betrieben. Der Achsabstand betrug etwa 5 m. Alle Textilriemen wurden mit Schienenverbinder verbunden, während der Lederriemen endlos geliefert war.

Gemessen wurden die Leistung, der Schlupf, die Riemendehnung und der Durchhang an den beiden Trums, die Änderung des Achsdruckes bzw. des Achsabstandes sowie die Lufttemperatur und Luftfeuchtigkeit im Versuchsraum. Außerdem wurde das Riemengewicht und die Riemenlänge im Anlieferungszustande und nach Beendigung des Versuches festgestellt.

Der Gang der Versuche war folgender:

Nachdem der endlose Riemen auf die beiden Versuchsscheiben aufgelegt war, wurde der Riemen bei langsamen Drehen der Scheiben unter der jeweiligen Riemenlast S_a so lange angespannt, bis die Belastung an der Waage bei etwa 2 Minuten Belastungsdauer nicht mehr absank, d. h. unmittelbares Nachrecken des Riemens nicht mehr erfolgte. Hierauf wurden bei den Versuchen

zu 1, nach dem die gewünschte Geschwindigkeit V_1 erreicht war, der Versuch bei losem Rahmen *R* begonnen

[1] In Kurventafeln Werte bei 20 kg/cm Spannung nicht aufgenommen, da die Schaulinien für alle Riemen fast zusammenfallen.

Digitized by Google

und die Leistung in kurzen Zeitabständen bei konstantem Achsdruck stufenweise gesteigert;

zu 2, der Achsabstand durch Festschrauben des fahrbaren Rahmens R (s. Abb. 5 und 6) mit der getriebenen Welle und der Scheibe II unveränderlich festgelegt und dann der Versuch bei 10 m/sek begonnen. Anfangs wurde in kurzen Zeitabständen von 10 und 15 Minuten, später alle 30 bzw. 60 Minuten die Maschine angehalten und an der Waage die Riemenlast S_a, die der noch vorhandenen Riemenspannung entsprach, ausgewogen sowie gleichzeitig die vorgesehenen Messungen ausgeführt. Nach jedem Stillstellen wurde der alte Achsabstand wieder hergestellt, der fahrbare Rahmen mit der getriebenen Welle festgestellt und der Versuch fortgesetzt, bis aus dem Verlauf der Versuchsergebnisse zu erkennen war, daß der Riemen hinreichend lange Zeit mit unverändertem Achsdruck betrieben werden kann oder bis daraus, daß dieser Zustand trotz wiederholten Nachspannens nicht erreicht werden konnte, zu schließen war, daß der Riemen die gewählte Beanspruchung nicht mehr zu ertragen vermochte.

1. Leistungsversuche: Die Leistung wird vermindert durch Verluste an Kraft und Geschwindigkeit. Erstere werden gemessen als Unterschied der Anzeiger der Torsionsdynamometer der Riemenprüfanlage, letztere durch stroboskopische Schlupfmessungen.

Bei den Versuchen mit konstantem Achsdruck S_a, die etwa einem Spannrollentrieb entsprechen, wurde bei steigender Leistung des Motors als Vergleichsmaßstab der Durchzugsgrad nach Kutzbach[1] und der Schlupf der Riemen bestimmt. Unter dem Durchzugsgrad φ wird verstanden das Verhältnis der Umfangskraft S_n zum Achsdruck S_a also $\varphi = \frac{S_n}{S_a}$. Aus der Messung der Drehmomente ergibt sich S_n, S_a ist an der Maschine eingestellt; zwischen den Riementrumkräften S_1 und S_2 und den beiden Kräften S_n und S_a besteht ferner die Beziehung $S_a = S_1 + S_2$ und $S_n = S_1 - S_2$. Der Schlupf ist der Geschwindigkeitsunterschied zwischen der treibenden und der getriebenen Scheibe $s = \frac{V_1 - V_2}{V_1} \cdot 100$ in %. Die tatsächliche Leistung erhält man aus Durchzugsgrad φ und Schlupf s: $N = \frac{\varphi \cdot S_a V_1 (1 - s)}{75}$ in PS; die Leistung wächst also bei gegebenem Achsdruck mit dem Durchzugsgrad und umgekehrt wie s. Gleichzeitig stellt der Durchzugsgrad einen Maßstab dar, für den Größtwert der Nutzkraft S_n der bei gegebenem Achsdruck vom Riemen übertragen werden könnte. Bei Stillstand sind die Trumkräfte gleich und je gleich dem halben Achsdruck $S_1 = S_2 = {}^1/_2 S_a$; der Durchzugsgrad ist also $\varphi = \frac{S_n}{S_a} = \frac{S_1 - S_2}{S_a} = \frac{0}{S_a} = 0$. Der Höchstwert von φ wird erreicht, wenn $S_2 = 0$ also $S_1 = S_a$ würde, d. h. wenn der gesamte Achsdruck vom führenden Trum aufgenommen und übertragen würde, dann wäre $\varphi = \frac{S_n}{S_a} = \frac{S_a}{S_a} = 1$. Dieser Wert kann natürlich bei Riementrieben nicht wie bei Kettenradtrieben erreicht werden, weil das Verhältnis der Trumkräfte nach Eitelwein $\frac{S_1}{S_2} = e^{\mu \alpha}$ ist und μ der Reibungskoeffizient zwischen Riemen und Scheibe nicht > 1 werden kann. Je größer aber die Haftfähigkeit des Riemens an der Scheibe ist, um so mehr wird sich φ dem Wert 1 nähern und um so besser wird der Riemen in bezug auf seine Übertragungsfähigkeit sein. Demnach ist der Durchzugsgrad ein geeignetes Vergleichsmaß für die Beurteilung der Riemen auf Übertragungsfähigkeit. Über die Beziehungen zwischen den einzelnen Kräften gibt Abb. 12 ein klares Bild. Als

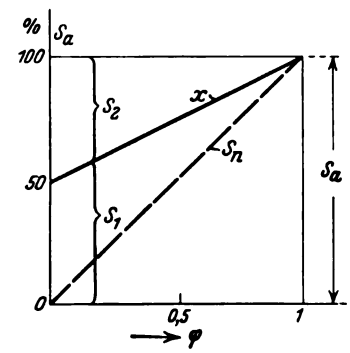


Abb. 12. Beziehung zwischen den Kräften beim Riementrieb.

Abszisse ist der Durchzugsgrad 0—1 aufgetragen und als Ordinate 0—100% des Achsdruckes. Dann stellt die Linie x die Anteile S_1 und S_2 von S_a für beliebige Werte von φ dar. Die Nutzkraft S_n steigt für $\varphi = 0 \div 1$ geradlinig von $0 \div 100\%$ S_a. Zu jedem Werte von φ gehört also ein bestimmter Wert von S_1, S_2 und S_n.

Aus den in Kurvenform aufgetragenen Ergebnissen (Abb. 13, 14 und 15) ist zu ersehen, daß bei allen Riemen der Schlupf zunächst gradlinig mit dem Durchzugsgrad ansteigt (elastischer Schlupf), dann aber — insbesondere bei den Riemensorten a und c — bei bestimmtem Durchzugsgrade plötzlich so stark anwächst, daß die Übertragung versagt. Bei höheren Achsdrucken und Geschwindigkeiten geht der Schlupf auch bei diesen Riemen, ähnlich wie bei den Sondertextilriemen, allmählich zu höheren Werten über, so daß hierbei eine Überlastung des Riementriebes ohne plötzliches Versagen möglich wird. Einen weiteren günstigen Einfluß auf den Durchzugsgrad übt die Steigerung der Riemengeschwindigkeit aus, allerdings nur bis zu einer Geschwindigkeit, die bei etwa 20 m/sek liegt. Vermutlich rührt diese Erscheinung daher, daß der Reibungskoeffizient mit der Rutschgeschwindigkeit zunächst wächst, aber von einer bestimmten Rutschgeschwindigkeit an wieder abnimmt. Beim Leder-, Sondertextil- und Geweberiemen NN waren die Ergebnisse zum Teil wesentlich günstiger als bei den anderen Riemen. Die Ursache für den kleinen Durchzugsgrad bei kleinen Achsdrucken und Geschwindigkeiten wird bei den Textilriemen handelsüblicher Fertigung a bis d in der geringeren Anschmiegung an die Scheibenfläche gesucht, weil sie härter und steifer waren als die übrigen Riemen. Vergleicht man den elastischen

[1] Siehe Sonderheft 7, vom 29. Juni 1925 in „Die deutsche Ledertreibriemen-Industrie", Berlin SW 19 und „Neuere Treibriemenversuche" H. 7 und 8, 1928 in Zeitschrift „Ledertreibriemen und Technische Lederartikel" Berlin. — Skutsch: Was muß man vom Ledertreibriemen wissen? Sonderheft des Verbandes der Ledertreibriemen-Fabrikanten Deutschlands E. V. 1928. — Stiel: „Theorie des Riementriebs". Berlin: Julius Springer 1918. — Schulze-Pillot: „Neuere Riementheorie". Berlin: Julius Springer 1926.

Digitized by Google

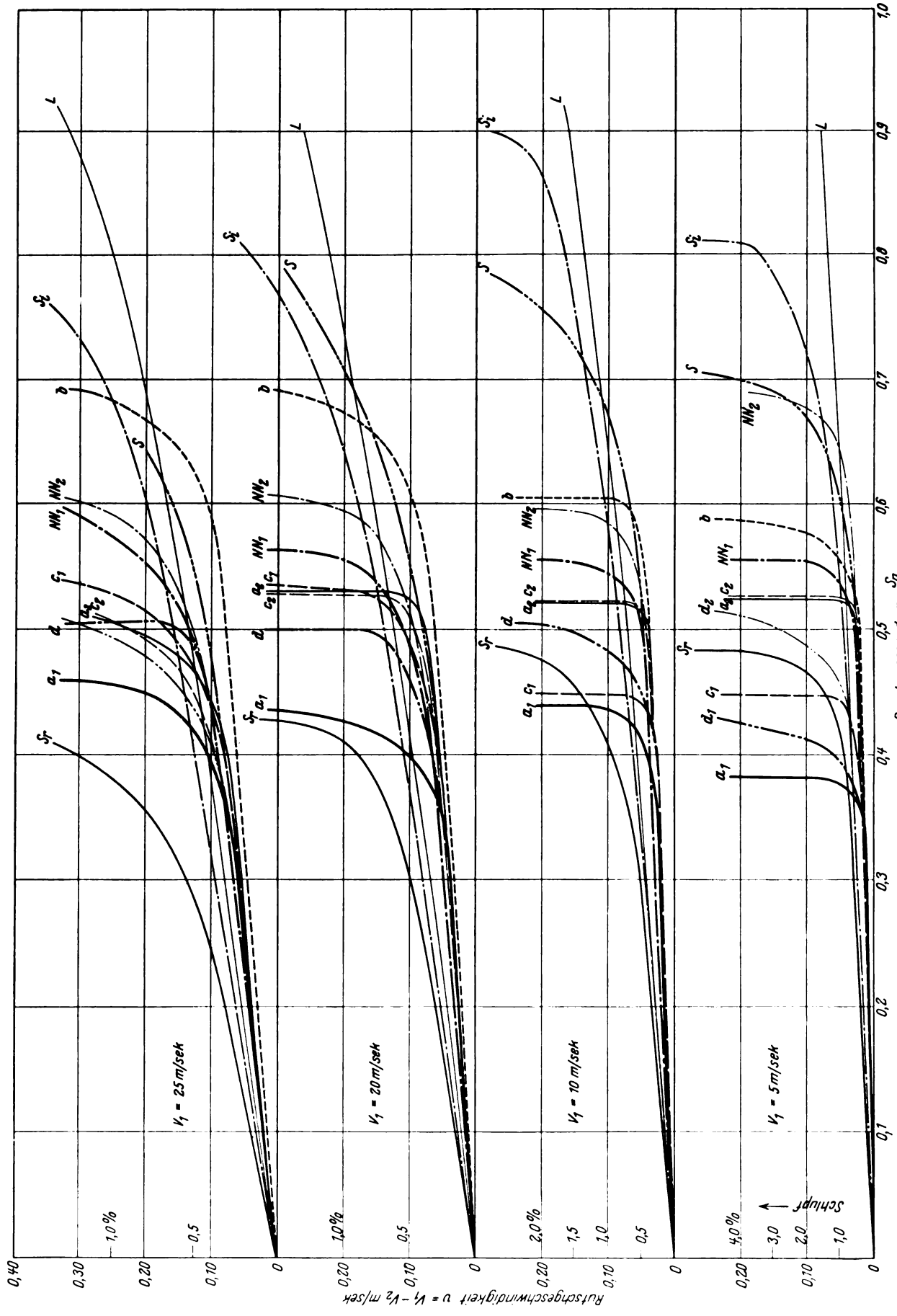


Abb. 13. Abhängigkeit der Rutschgeschwindigkeit in m/sek vom Durchzugsgrad φ bei 7,0 kg/cm Spannung und 4 verschiedenen Riemengeschwindigkeiten.
a—d rot impr. Riemen urspr. Fertigung; *NN* Geweberiemen aus dem Handel bezogen; *S*, roh, *S* und *Si* impr. Sondertextilriemen, davon *S*, und $S_i = 7{,}5$ mm dick, besondere Fertigung, $S = 3{,}5$ mm dick, normale Fertigung. *L* Lederriemen.

Digitized by Google

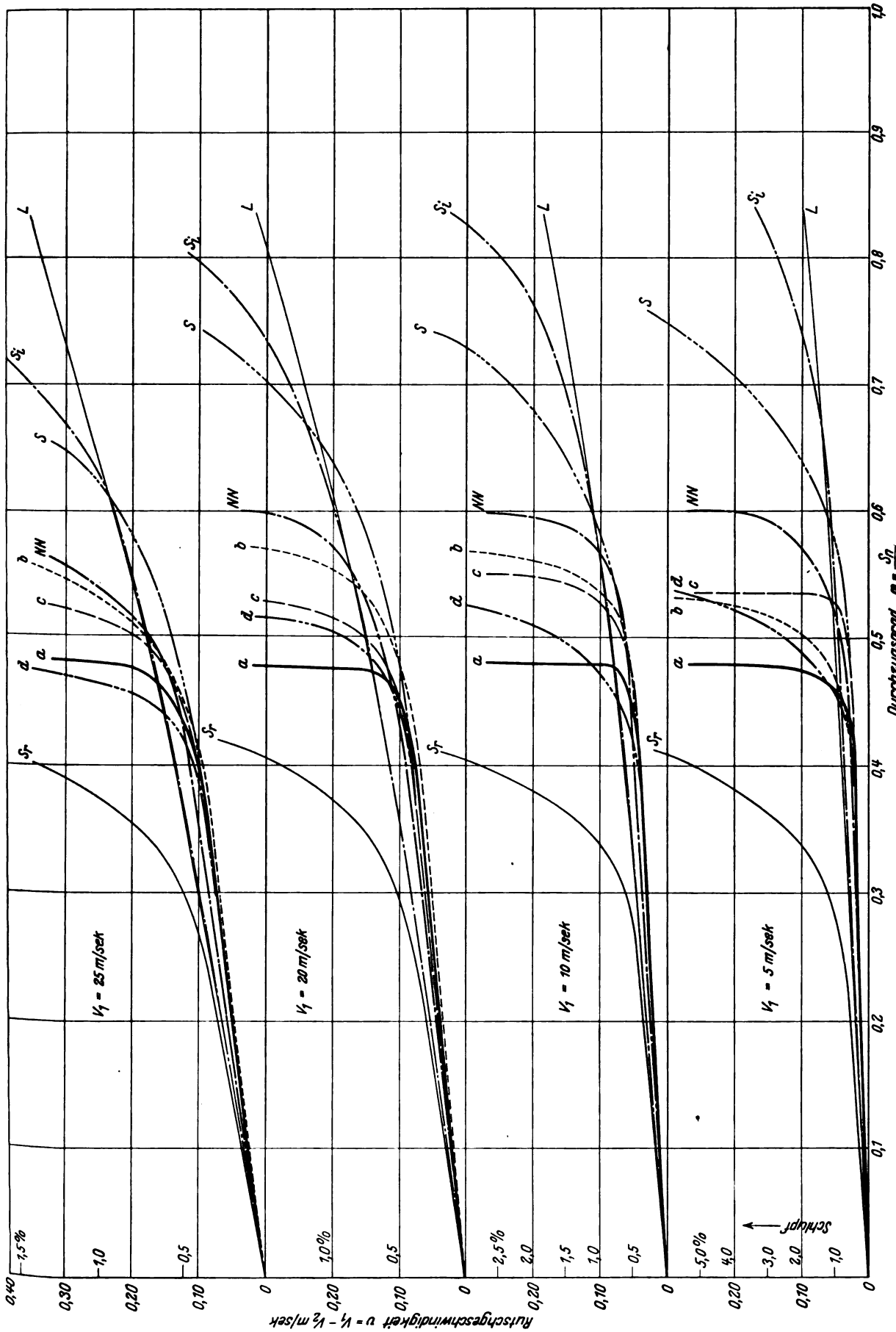


Abb. 14. Abhängigkeit der Rutschgeschwindigkeit in m/sek vom Durchzugsgrad φ bei 10 kg/cm Spannung und 4 verschiedenen Riemengeschwindigkeiten. Zeichenerklärung s. Abb. 13.

Digitized by Google

Schlupf für bestimmte Durchzugsgrade[1], so ist derselbe fast unabhängig von der Geschwindigkeit[1], nimmt aber mit dem Achsdruck zu.

Zusammenfassung der Leistungsversuche der 1. Versuchsreihe.

Die Leistung des Lederriemens in PS war bei allen Riemenspannungen und Riemengeschwindigkeiten bis an Riemensorten a bis d angefertigt wurden, erwies sich der rohe, nicht imprägnierte Riemen wegen großen Schlupfes und geringen Durchzugsgrades allen anderen Riemen unterlegen; aber durch die Imprägnierung näherte sich sein Verhalten fast dem des Lederriemens „Sonderqualität". Der Schlupf war zwar höher als bei den anderen Textilriemen, und zum Teil auch höher als bei dem Lederriemen, aber in bezug auf Durchzugsgrad und Über-

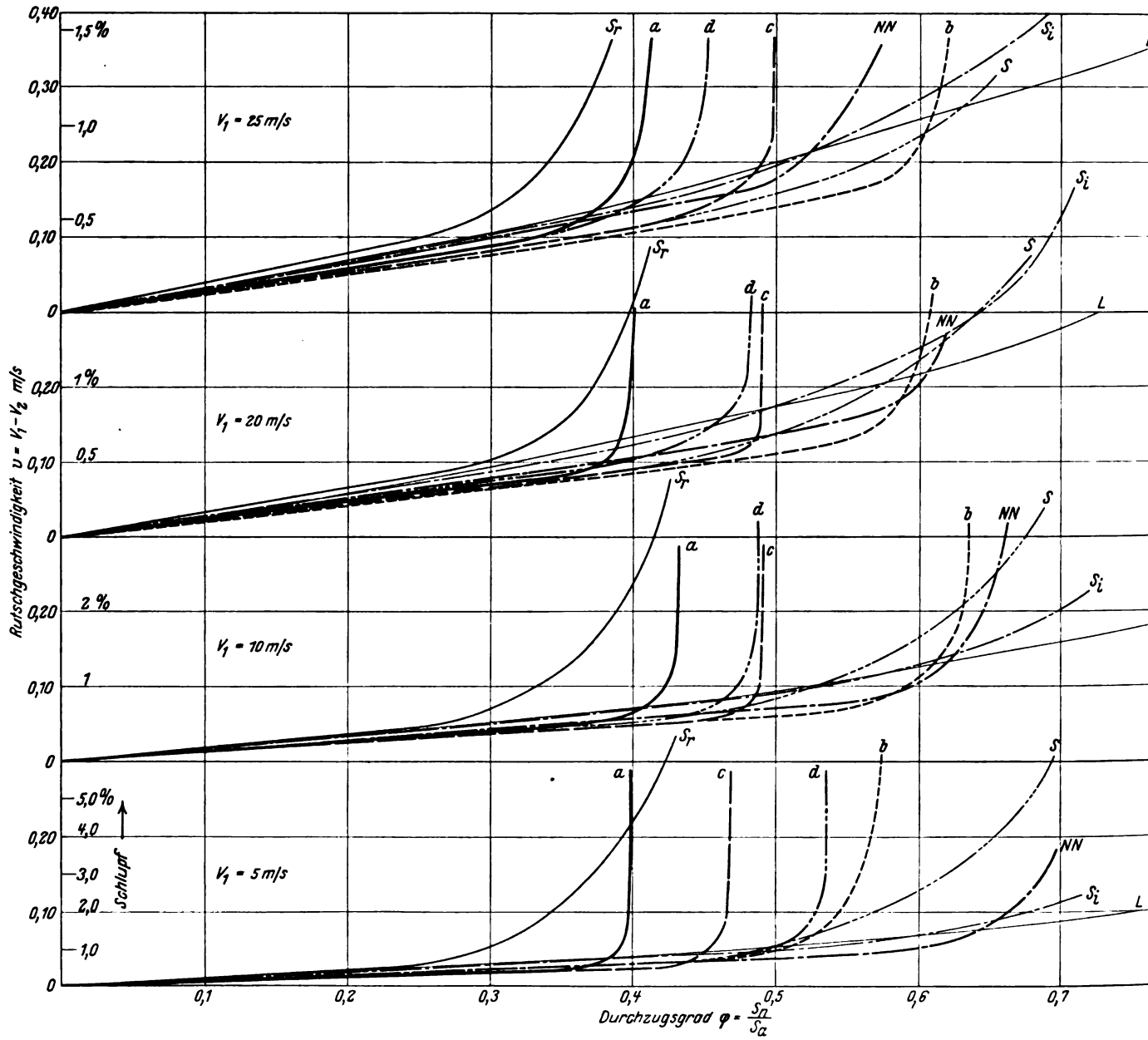


Abb. 15. Abhängigkeit der Rutschgeschwindigkeit in m/sek vom Durchzugsgrad φ bei 12,5 kg/cm Spannung und 4 verschiedenen Riemengeschwindigkeiten.
Zeichenerklärung siehe Abb. 13.

den Punkt, wo die Linie *L* alle anderen der imprägnierten Textilriemen schneidet, infolge größeren Schlupfes kleiner, die Überlastungsfähigkeit und Grenzleistung dagegen größer.

Von den zuletzt geprüften beiden ∼7,5 mm dicken Sondertextilriemen, die nur für vergleichende Leistungsversuche in etwa der gleichen Riemendicke wie die lastungsfähigkeit war er den anderen Textilriemen überlegen. Der handelsübliche 3,5 mm dicke Sondertextilriemen hatte bis zur Überschneidung seiner Kurve mit der des 7,5 mm dicken Riemens kleineren Schlupf, dann aber geringere Überlastungsfähigkeit. Beim rohen Sondertextilriemen wurde besonders bei den höheren Geschwindigkeiten ein merklicher Verschleiß durch Ablagerung von Fäden und Flocken auf den Maschinenteilen wahrgenommen.

[1] Vgl. G. Sachs, Versuche über die Reibung fester Körper Z. f. angew. Mathematik u. Mechanik. Bd. 4, S. 1—32. 1924.

Digitized by Google

Tabelle 14. Einzelwerte vor dem Nachspannen bis zum Dauerzustand.

Versuchsreihe	Bezeichnung der Textilriemen	Nachspannungen nach dem Gleiten des Riemens	Vorspannung (Achsdruck-Riemenlast Sa)[1] vor dem Versuch	Vorspannung (Achsdruck-Riemenlast Sa)[1] vor dem Nachspannen	Vorspannung (Achsdruck-Riemenlast Sa)[1] gemessen am Ende des Versuchs-nachdem Schlupf und Dehnung konst.	Versuchsdauer bis zum Nachspannen des Riemens	Versuchsdauer nach dem Schlupf und Dehnung konst.	Versuchsdauer insgesamt am Ende des Versuchs	Schlupf vor dem Gleiten gemessen	Schlupf am Ende des Versuchs, nachdem Schlupf und Dehnung konst.	Dehnung in den Trums[3] bezogen auf 1 m Meßlänge vor dem Nachspannen	Dehnung in den Trums[3] bezogen auf 1 m Meßlänge am Ende des Versuchs, nach dem Schlupf und Dehnung konst.
			kg	kg	kg	Std.	Std.	Std.	%[2]	%	%	%
1		0	213,5	—	87,5	—	9	9	—	0,25	—	0,17
1	a	0	381,3	141,8	201,3	$4^1/_5$	—	$12^1/_5$	24	0,46	0,27	0,53
2		1		—		—	8		—		—	
1		0	213,5	141,0	143,5	$2^5/_{12}$	—	$14^{11}/_{12}$	2,7	0,29	0,09	0,13
2		1		—		—	$12^1/_2$		—		—	
1	b	0		134,0		$4^5/_{12}$	—		4,2		0,12	
2		1	381,3	153,0	226,6	$8^5/_{12}$	—	$16^5/_6$	16	0,44	0,27	0,33
3		2		—		—	4		—		—	
1		0	213,5	130,0	100,0	$^1/_3$	—	$8^1/_2$	31	0,58	0,07	0,25
2	c	1		—		—	$8^1/_6$		—		—	
1		0	381,3	185,8	211,3	$3^5/_6$	—	$9^5/_6$	21	0,50	0,26	0,47
2		1		—		—	6		—		—	
1		0	213,5	123,5	143,5	$5^1/_6$	—	$14^5/_6$	23	0,32	0,09	0,18
2	d	1		—		—	$9^2/_3$		—		—	
1		0	381,3	130,5	170,5	$4^5/_6$	—	$16^1/_6$	8	0,52	0,20	0,45
2		1		—		—	$11^2/_6$		—		—	
1	S	0	213,5	—	90,0	—	9	9	—	0,56	—	0,27
1		0	381,3	—	130,0	—	8	8	—	0,98	—	0,53
1	γ[4]	0	210,0	—	139,3	—	13	13	—	0,43	—	0,11
1		0	375	—	215,0	—	13	13	—	0,70	—	0,31

Nach dem Verlauf der Schaulinien aller bei konstanter Riemenspannung ausgeführten Versuche, s. Abb. 13 bis 15, ordnen sich die Riemen nach ihrer Güte (Durchzugsgrad) steigend etwa wie folgt ein: a, d, c, b, N. N. S imprägniert und Lederriemen *L* (Sonderqualität).

2. Dauerversuche. Bei den sog. Dauerversuchen mit festem Achsabstand, die einem normalen Transmissionsantrieb entsprechen, nahm der Achsdruck mit zunehmender Dehnung des Riemens ab bis evtl. der Schlupf so groß wurde, daß der Riemen nicht mehr durchzog und nachgespannt werden mußte. Die Versuche, deren Ergebnisse Tabelle 14 enthält und die auf den Abb. 16—17 durch Schaulinien dargestellt sind, wurden bei $S_a = 213{,}5$ bzw. 381,25 kg Achsdruck und bei einer konstant gehaltenen Dauerleistung, die einer Nutzlast $= {}^1/_3$ des Achsdruckes entsprach, durchgeführt, um zu sehen, wie sich der Achsdruck und die Riemendehnung ändert, bis ein Nachspannen des Riemens notwendig wird. Bis zur Erreichung eines Beharrungszustandes bei konstantem Achsdrucke wurden nach Abb. 16 und 17 bei der Riemenlast

$S_a = 213{,}5$ kg, die Riemen a, S, keinmal
,, ,, b, c und d einmal,
$S_a = 381{,}3$ kg, ,, ,, S keinmal
,, ,, a, c und d einmal und
der ,, b zweimal.

nachgespannt. Die vor jedesmaligem Nachspannen bis zum Dauerzustand festgestellte Versuchsdauer und Achsdruckverminderung sowie der Schlupf und die Dehnung sind in der Tabelle 14 enthalten.

Bei dem kleineren Achsdruck ($S_a = 213$ kg) kam nur der Sondertextilriemen und Riemen a ohne Nachspannung zu einem Gleichgewichtszustand, während die übrigen alle nachgespannt werden mußten, bis ein Beharrungszustand in der Übertragung eintrat. Bei dem größeren Achsdruck ($S_a = 381$ kg) erreichte nur der Sondertextilriemen ohne Nachspannen den Gleichgewichtszustand bei dem aus der Tabelle ersichtlichen Versuchszustand.

Aus diesen Versuchen bei festem Achsabstand sind zwischen den einzelnen untersuchten Riemen außer dem Sondertextilriemen keine auffälligen Unterschiede festzustellen. Letzterer scheint überlegen, weil er nicht nachgespannt zu werden brauchte. Allerdings war der Schlupf im allgemeinen größer wie bei den übrigen, was einen Verlust bedeutet. Der Geweberiemen *NN* konnte nach diesem Verfahren nicht untersucht werden, weil kein Material zur Verfügung stand.

Die Festigkeitsuntersuchungen der 5 Riemensorten S und a bis d haben ergeben, daß nach der Festigkeit steigend die Reihenfolge etwa folgende ist: a, d, c, NN, b, S und nach der Dehnung steigend: b, d, a, c, N N und S,

[1] Die Riemenspannung betrug:
bei $S_a = 213{,}5$ kg $= 7{,}0$ kg/cm,
bei $S_a = 381{,}3$ kg $= 12{,}5$ kg/cm.

[2] Letzte Messung vor dem Übergang zum Gleiten des Riemens.

[3] Bei der angegebenen Riemendehnung wurde bei der ursprünglichen Vorspannung (s. Spalte 4), die Riemenlast $Sa = 0$ gesetzt.

[4] Die Ergebnisse des Standardriemens γ sind in Reihe 2, S. 29, gewonnen; sie sind in die Tabelle und in Abb. 16 und 17 nur zum Vergleich aufgenommen worden.

Digitized by Google

zwar sind sowohl die gesamten wie auch die bleibenden Dehnungswerte fast in der gleichen Reihenfolge verschieden.

Aus dieser Gegenüberstellung ist zunächst keine Beziehung zwischen den Festigkeits- und Dehnungswerten der Riemen und ihrem Verhalten bei den Leistungsversuchen herzuleiten.

dertextil- und Geweberiemen *NN* sowie mit zwei Lederriemen — ausgeführt.

Die Imprägnierungsmittel waren: Firnisimprägnierung mit roter Farbe gemischt wie bei den Versuchsriemen a—d, Fischtran, Leinölfirnis mit Zusatz von Trockenstoffen, 50% Wollfett und 50% Leinölfirnis gemischt, Rohleinöl, Ceresin, Bienenwachs II und die

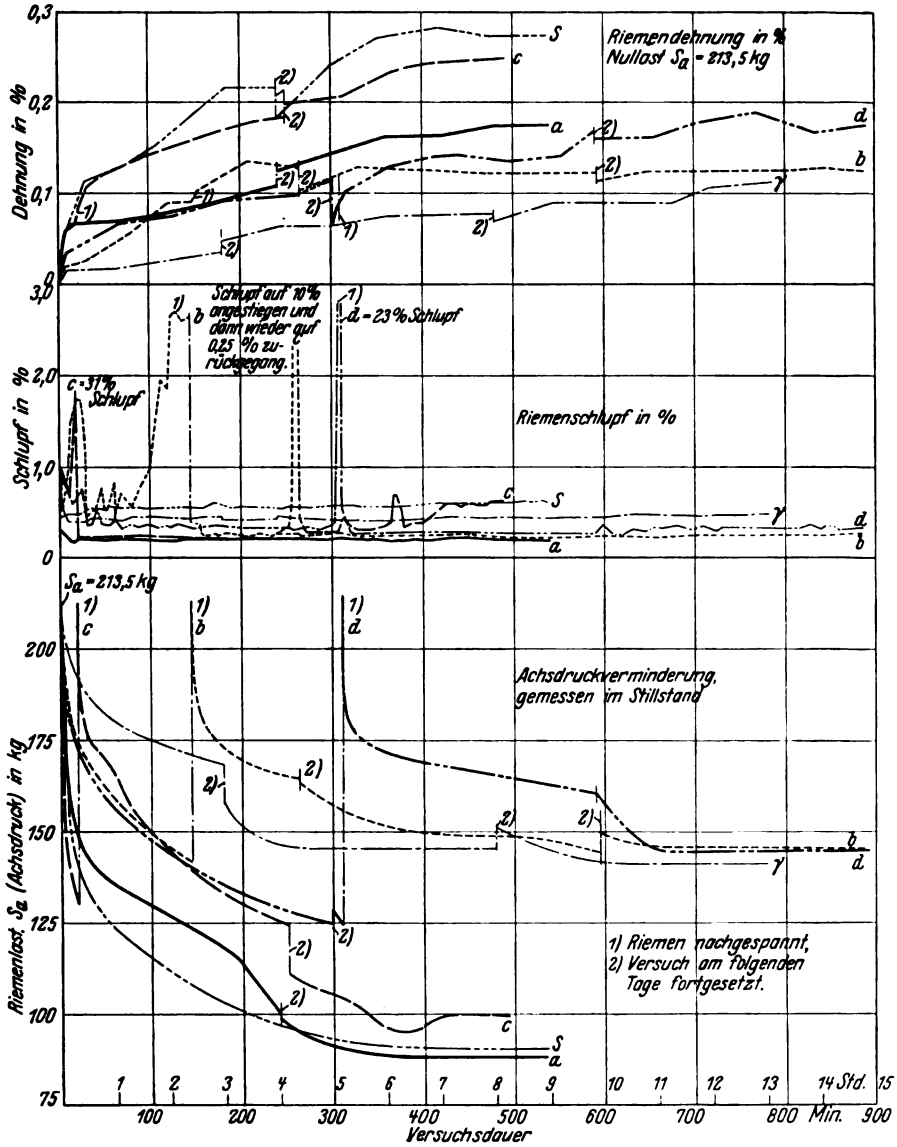


Abb. 16. Dauerversuche bei S_a = 73 kg konst. Nutzlast, S_a = 213,5 kg Riemenlast (Achsdruck) zu Anfang des Versuches und 10 m/sek Riemengeschwindigkeit.
Achsabstand = ~5 m; Durchmesser der Versuchsscheiben = 0.5 m.
Anmerkung: Die Ergebnisse des Standard-Riemens γ sind in Versuchsreihe 2 gewonnen. Sie sind hier nur zum Vergleich aufgetragen.

δ) Reibungsversuche.

Unter Zugrundelegung der bei den vorausgegangenen Leistungs- und Dauerversuchen gewonnenen Erkenntnis, daß für die Kraftübertragungsfähigkeit eines Riemens nicht nur die Festigkeitseigenschaften von Bedeutung sind, sondern auch andere Eigenschaften von erheblichem Einfluß sein müssen.

Es wurden daher zunächst zur Ermittelung der Reibungskoeffizienten eine Anzahl vergleichender Reibungsversuche mit fünfzehn etwa 3,5 bis 6 mm dicken Riemen — 11 gleichen Geweberiemen ohne und mit verschiedener Imprägnierung, je einem imprägnierten Sonfür den sog. Standardriemen in Aussicht genommenen Imprägnierungen α, β und γ.

Zur Durchführung der Reibungsversuche wurde die Versuchseinrichtung nach Rudeloff (s. Mitteilungen aus dem Materialprüfungsamt Berlin-Dahlem 1920, Heft 5) benutzt. Nach Maßgabe der schematischen Darstellung Abb. 18 besteht die Versuchseinrichtung aus der gußeisernen glatten Riemenscheibe *S*, auf der im Scheitelpunkt das Versuchsstück *V* aufliegt und dem Winkelhebel *H* zum Messen des Reibungswiderstandes, der bei Linksdrehung der Riemenscheibe *S* durch das Stahlband *B* als Zugkraft auf den Hebel *H* übertragen und

Digitized by Google

dann mit Hilfe der Dynamometerfeder F gemessen wird. Gleichzeitig wurde dabei die Kraftanzeige mittels eines am Hebel angebrachten Schreibstiftes als Schaulinie

Belastung P erfolgte durch Gewichte, die an einem Bügel angehängt wurden. Dieser Bügel ruhte wiederum auf einer in der Mitte des Rahmens gelagerten Kugel, um

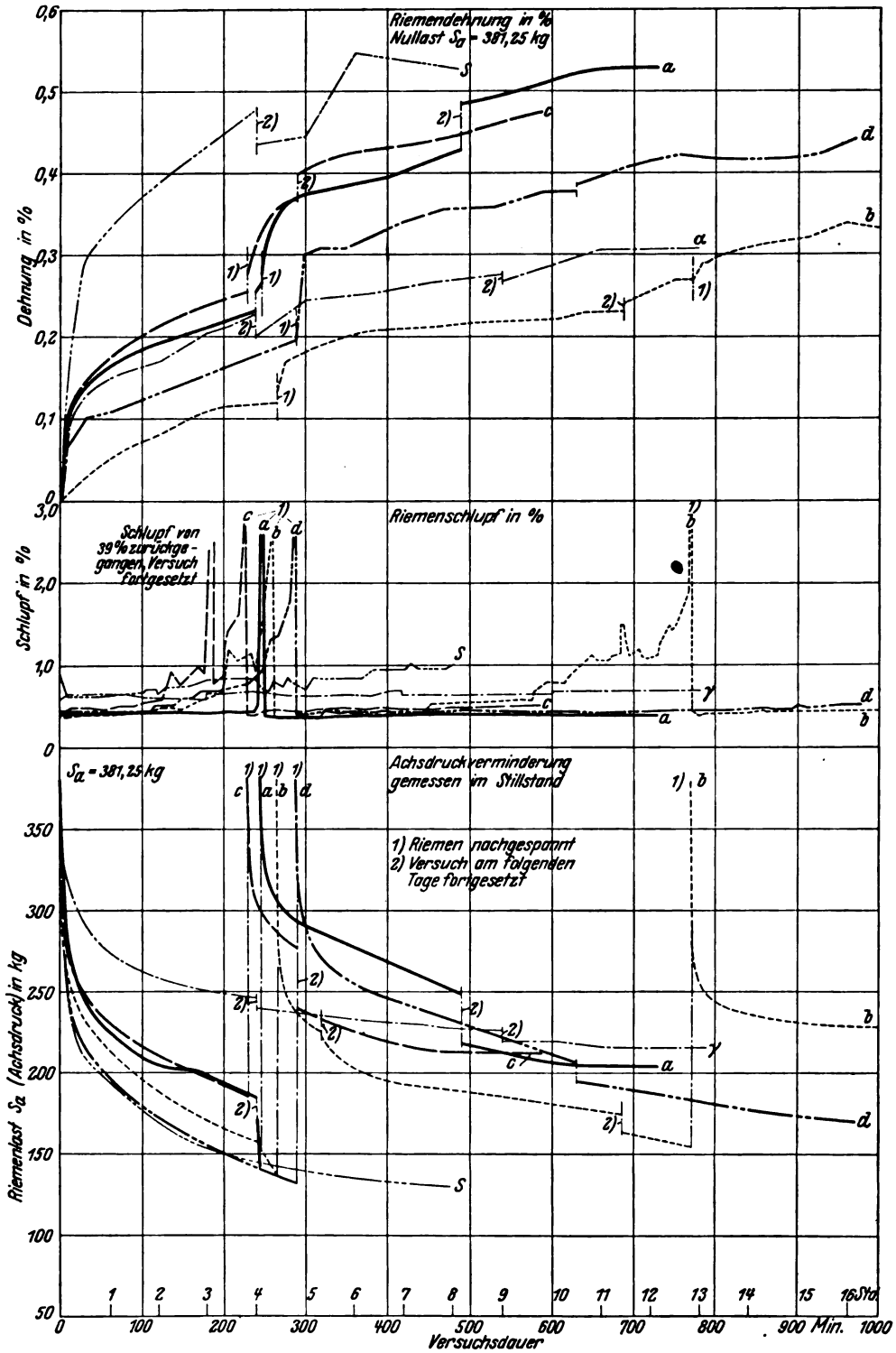


Abb. 17. Dauerversuche bei S_n = 131,4 kg konst. Nutzlast, S_a = 381,3 kg Riemenlast (Achsdruck) zu Anfang des Versuches und 10 m/sek Riemengeschwindigkeit.

Achsabstand = ~5 m; Durchmesser der Versuchsscheiben = 0,5 m.

selbsttätig aufgezeichnet. Die Versuchsscheibe hatte einen Durchmesser von 600 mm und kann mit verschiedenen Geschwindigkeiten in Umlauf gesetzt werden. Beim Versuch befand sich die Riemenprobe V in einem rechteckigen Rahmen, den sie vollständig ausfüllte. Die

eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Belastung über die reibende Fläche zu erzielen. Die Versuche wurden bei $v = 0{,}1$ und 0,28 m/sec Geschwindigkeit und stufenweiser Steigerung der Belastung P bis zu 30 kg durchgeführt. Die Beziehungen zwischen dem Reibungswider-

Digitized by Google

stand R und der Belastung P, bei gleichbleibender Geschwindigkeit, sind in Abb. 19 und 20 durch Schaulinien dargestellt.

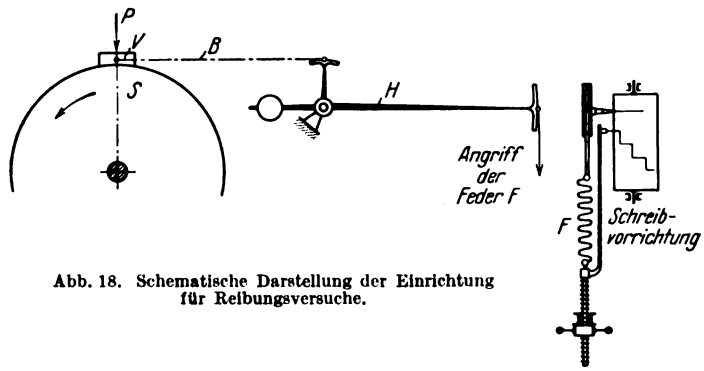


Abb. 18. Schematische Darstellung der Einrichtung für Reibungsversuche.

Da alle Ausgleichslinien — abgesehen von Abweichungen bei höheren Belastungen, die vermutlich durch Temperatureinflüsse auf die Imprägnierung hervorgerufen sind — durch den Koordinaten-Nullpunkt gelegt werden können, so gilt zur Berechnung der Reibungszahl für diese Versuche die Gleichung $\mu = R/P$.

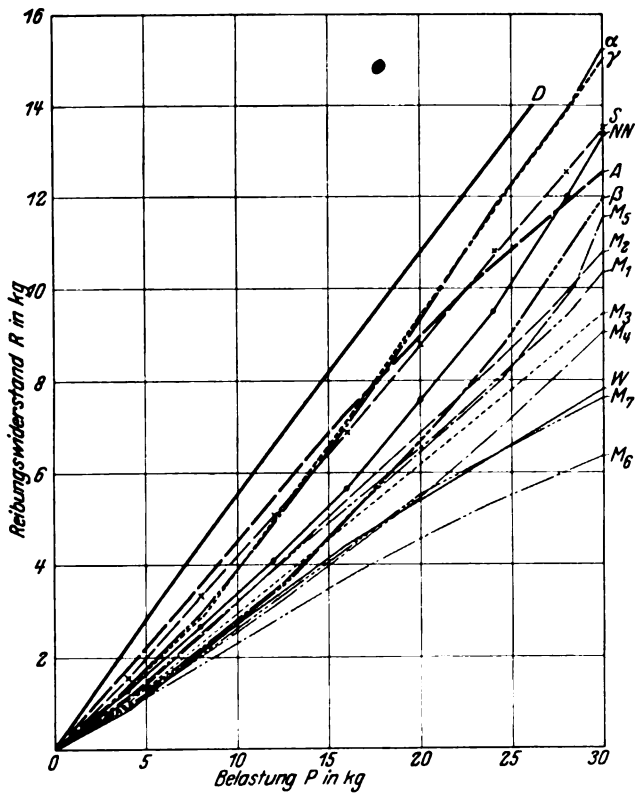


Abb. 19. Abhängigkeit des Reibungswiderstandes von der Belastung bei gleichbleibender Geschwindigkeit.

Gleitgeschwindigkeit $v = 0{,}1$ m/sek, Auflagefläche des Probestückes = 40 qcm.

D[1] A-Acla- } Leder; NN-Gewebe- S-Sondertextil- } Riemen.

Standardriemen: W ohne Impr.; M_1 Firnisimpr. m. roter Farbe (wie Riemen a—d); M_2 Fischtran; M_3 Leinölfirnis m. Trockenstoffzusatz; M_4 50% Wollfett u. 50% Leinölfirnis; M_5 Roh-Leinöl; M_6 Ceresin; M_7 Bienenwachs.

α-Alpha- β-Beta- γ-Gamma- } Impr. (Reihe 2).

[1] D-Leder war bereits von Rudeloff bei Reibungsversuchen auf gußeisernen Scheiben verwendet worden. s. Mitt. a. d. Materialprüfungsamt, 4. und 5. Heft, Jahrg. 1920.

Nach dem Verlauf der Schaulinien (Abb. 19 und 20) erreicht die nicht imprägnierte Probe W und die imprägnierten Geweberiemenproben M_1 bis M_7 und β nicht den Reibungswiderstand von Leder. Am nächsten kommen dem Leder der imprägnierte Sondertextilriemen und der imprägnierte Standardriemen α und γ sowie der Geweberiemen NN, deren Reibungswiderstände bei der kleineren Geschwindigkeit $V = 0{,}1$ m/sec bei einigen Belastungsstufen sogar etwas größer sind. Besonders auffällig sind die Unterschiede bei höheren Belastungen.

2. Versuchsreihe.

Nach Auswertung der Ergebnisse und auf Grund der bei den systematischen Riemenprüfungen der 1. Versuchsreihe gemachten Erfahrungen wurden die im Arbeitsplan unter A bereits genannten drei Standardriemen in besonderem Aufbau (s. S. 9) mit γ-Imprägnierung von $\sim 4{,}5$; $\sim 6{,}5$ und 7,5 mm Dicke und der Bezeichnung γ, γd_2 und γd_4 angefertigt.

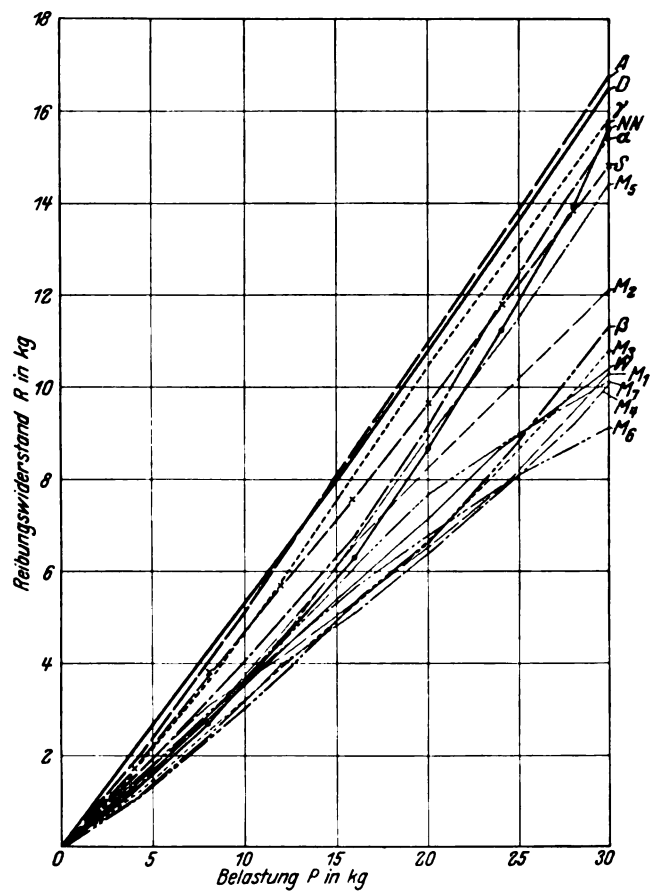


Abb. 20. Abhängigkeit des Reibungswiderstandes von der Belastung bei gleichbleibender Geschwindigkeit.

Gleitgeschwindigkeit $v = 0{,}28$ m/sek; Auflagefläche des Probestückes = 40 qcm.

Zeichenerklärung s. Abb. 19.

Die Prüfung der Riemen auf Zugfestigkeit und Dehnung, Kraftübertragung sowie auf Verhalten beim Dauerversuch, wurde unter den gleichen Versuchsbedingungen wie bei der 1. Versuchsreihe durchgeführt.

α) Festigkeitsversuche.

Zum Vergleich der Festigkeitseigenschaften der Standardriemen γ sind auf den Schaubildern der Abb. 21 und 22 außerdem einige Höchstwerte von Textil- und

Digitized by Google

Lederriemen der 1. Versuchsreihe (Tabelle 6) aufgetragen.

In den Festigkeitseigenschaften unterscheiden sich die Geweberiemen mit γ-Imprägnierung nicht wesentlich von den Textilriemen der 1. Versuchsreihe (s. Abb. 10 und 11), während nach dem Verlauf und der Größe der gesamten und bleibenden Dehnungen die dickeren γ-Riemen sich mehr dem Verhalten der Sondertextilriemen nähern. Bei diesen beiden Sorten (γd_2 — γd_4 und Sondertextilriemen) nimmt die Gesamtdehnung im Gegensatz zu den Textilriemen der 1. Reihe bis etwa 50 kg/cm² Spannung stärker zu als die Spannung und von dieser Spannung ab etwa proportional der Spannung, während bei den Textilriemen der 1. Reihe und bei den Lederriemen die Gesamtdehnung zunächst angenähert

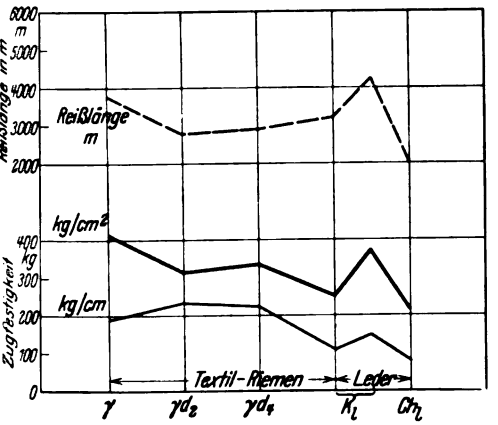


Abb. 21. Festigkeitseigenschaften der Riemen.
Zeichenerklärung s. Abb. 11 u. 19.

proportional der Spannung verläuft und von höheren Spannungen ab rascher zunimmt als die Spannung. Die bleibende Dehnung ist bei den Sondertextilriemen und den γd_2 und $\gamma d_2'$-Riemen bedeutend größer als bei allen anderen Riemen.

Tabelle 15. Zugfestigkeit von 3 Standardriemen.

Die Prüfungen der Riemenabschnitte erfolgt in der ursprünglichen Breite von 15 cm.

Bedeutung der Werte		Textilriemen, imprägniert		
		γ	γd_2	γd_4
Abmessungen	Dicke cm	0,470	0,730	0,655
	Breite cm	15,09	15,17	14,97
	Versuchslänge cm	122	76	70
Metergewicht in kg		0,772	1,248	1,146
Zugfestigkeit[1]	Bruchlast kg	2850	[3470][2]	3290
	Spannung kg/cm	189	229	220
	Spannung kg/cm²	402	313	335
Reißlänge in m		3690	2780	2870

[1] Die Ermittelung der Festigkeitseigenschaften erfolgte aus Einzelversuchen.

[2] Bei 3890 kg zog sich der Riemen aus der Einspannung. Nach dem Wiedereinspannen erfolgte der Bruch bei einer kleineren Belastung.

Zur Feststellung, ob die Standardriemen hinsichtlich ihrer Schmiegsamkeit und leichteren Anlage an die Scheibe den Riemen der 1. Reihe überlegen sind und in welcher Beziehung sie zu dem Leder- und Sondertextil-

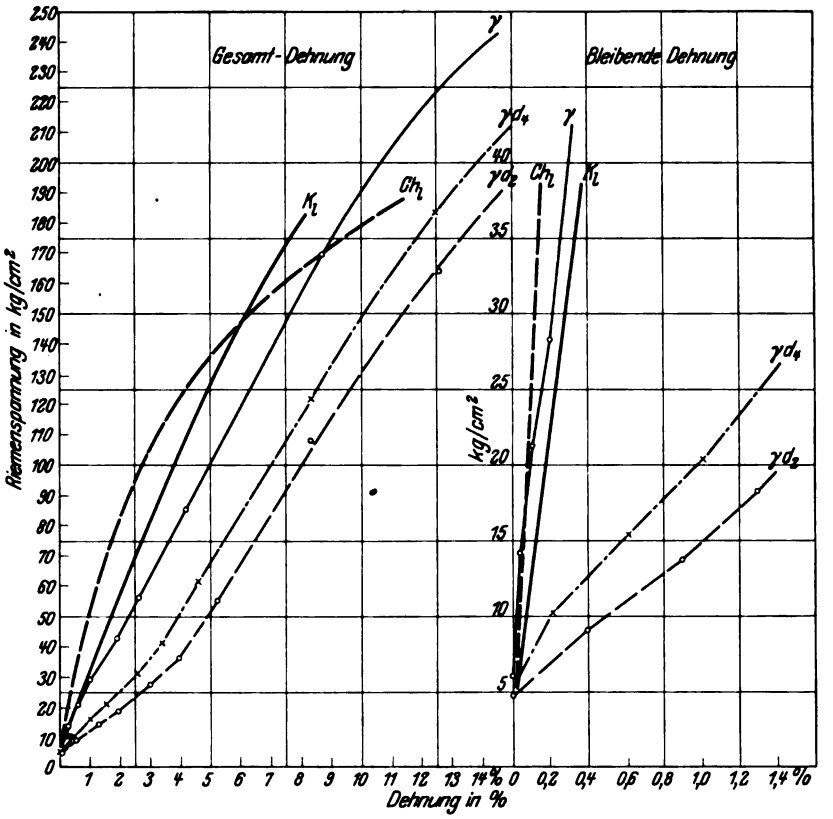


Abb. 22. Beziehung zwischen Riemenspannung und -dehnung.
Zeichenerklärung s. Abb. 11 u. 19.

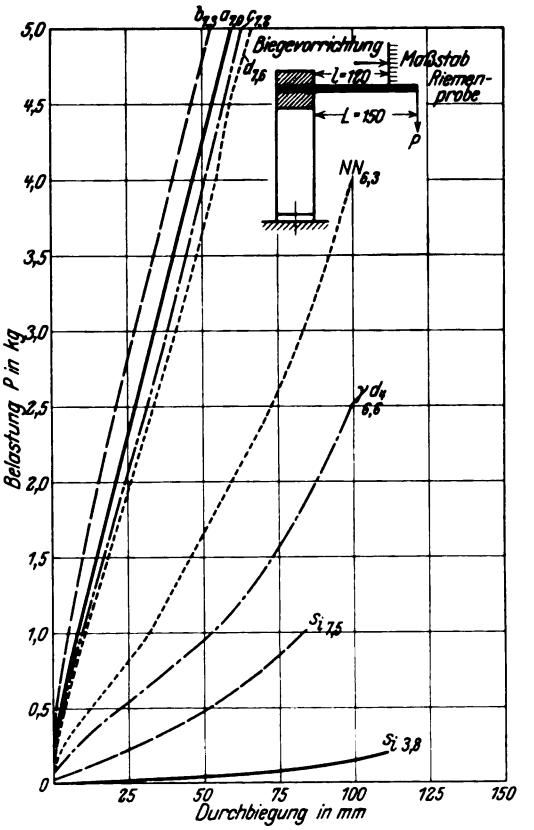


Abb. 23. Biegeversuche mit Textilriemen zur Bestimmung der Steifigkeit.
Zeichenerklärung s. Abb. 13 u. 24.

Digitized by Google

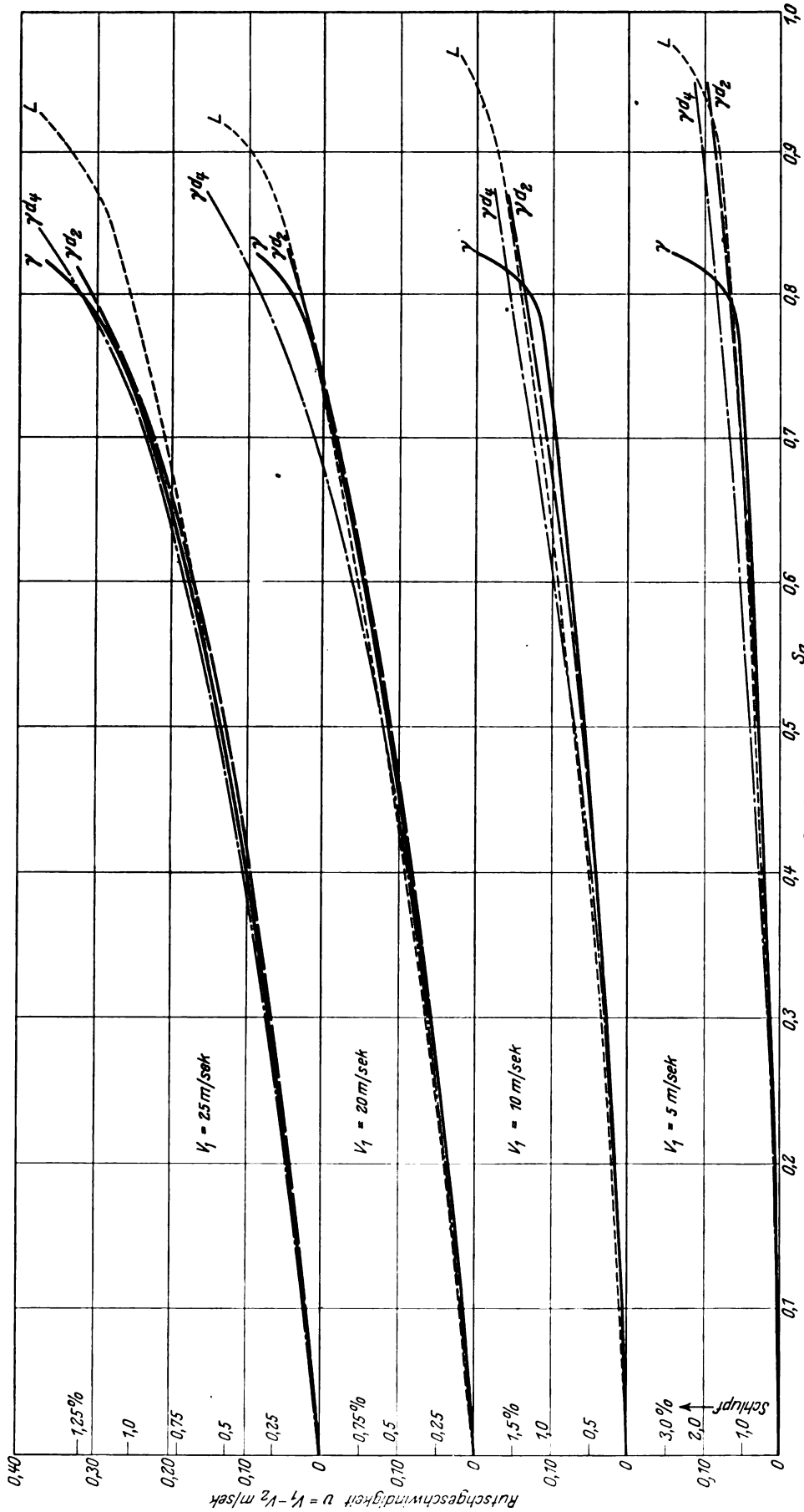


Abb. 24. Abhängigkeit der Rutschgeschwindigkeit in m/sek vom Durchzugsgrad φ bei 7,0 kg/cm Spannung und 4 verschiedenen Riemengeschwindigkeiten.

γ ———— , γd_2 — — — , γd_4 — · — Textilriemen, L – – – – Lederriemen.

Digitized by Google

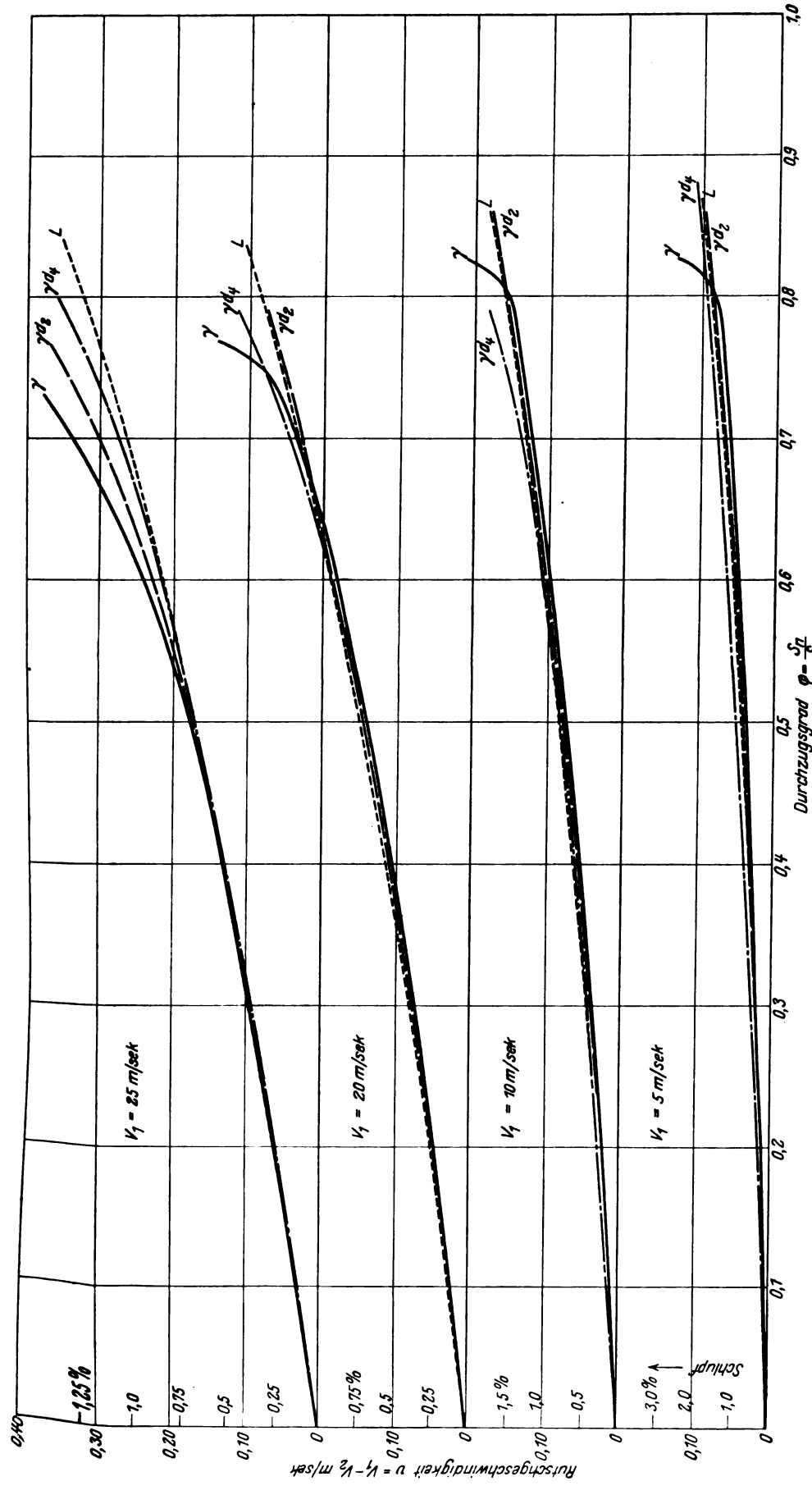


Abb. 25. Abhängigkeit der Rutschgeschwindigkeit in m/sek vom Durchzugsgrad φ bei 10 kg/cm Spannung und 4 verschiedenen Riemengeschwindigkeiten.
Zeichenerklärung s. Abb. 24.

Digitized by Google

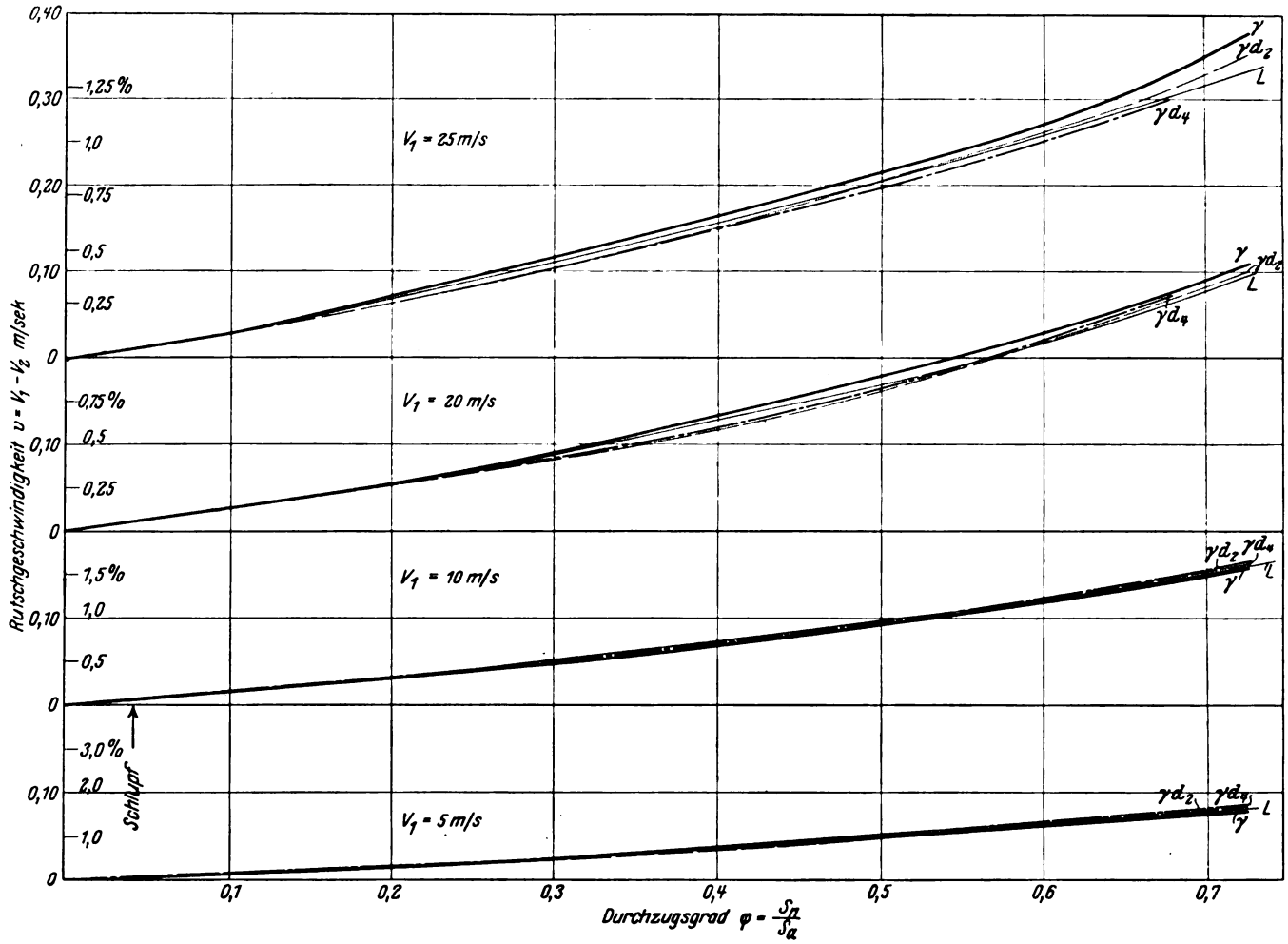


Abb. 26. Abhängigkeit der Rutschgeschwindigkeit in m/sek vom Durchzugsgrad φ bei 12,5 kg/cm Spannung und 4 verschiedenen Riemengeschwindigkeiten.

Zeichenerklärung s. Abb. 24.

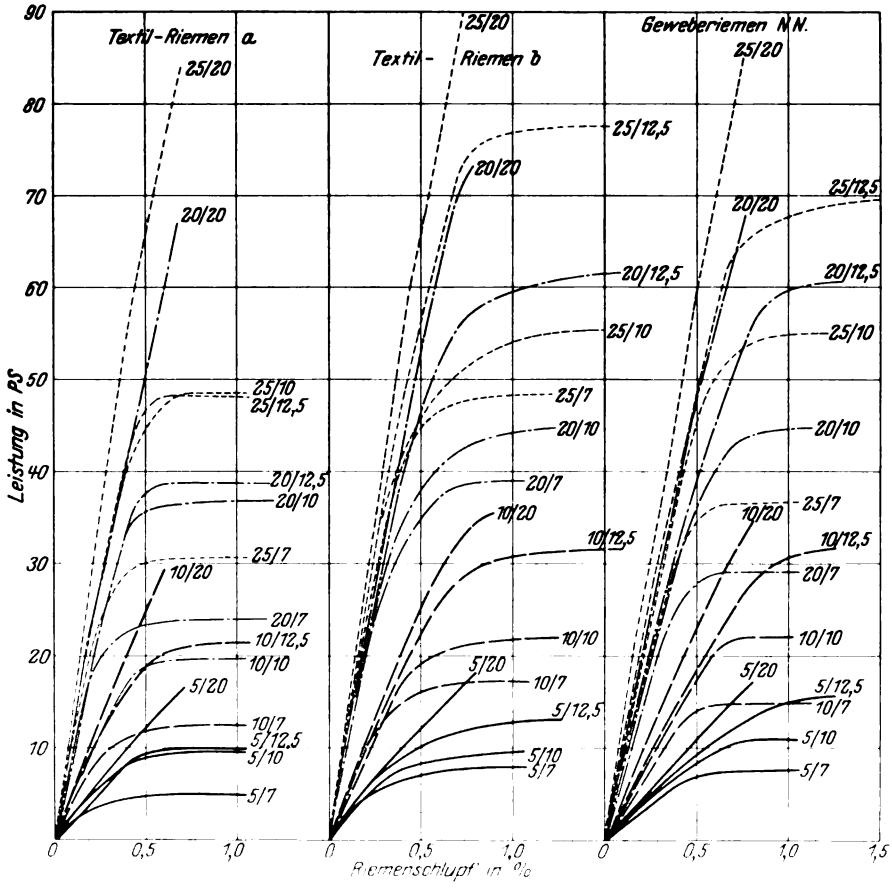


Abb. 27. Abhängigkeit der Leistung vom Riemenschlupf.

Zeichenerklärung:

——— V_1 = 5 m/sek
— — V_1 = 10 m/sek
—·— V_1 = 20 m/sek
– – – V_1 = 25 m/sek

Riemenspannung k = 7, 10, 12,5 und 20 kg/cm.

Digitized by Google

riemen stehen, wurden mit kurzen Riemenabschnitten Biegeversuche ausgeführt, indem die Abschnitte einseitig eingespannt und an dem freien Ende bei 150 mm Hebelarm stufenweise belastet wurden. Die Durchbiegungen des freien Riemenendes wurden für die einzelnen Laststufen beobachtet und sind in Abb. 23 zu Schaulinien aufgetragen. Aus ihnen geht hervor, daß zwischen den Geweberiemen der 1. Reihe und den Standardriemen der 2. Reihe auffallende Unterschiede in der Steifigkeit bestehen und daß die letzteren in dieser Hinsicht sich eng an die Sondertextilriemen anschließen. Von einer Umrechnung der Biegebelastung in kg in Spannungen ist abgesehen worden, weil der Vergleich der biegenden Kräfte in kg ohne weiteres ein richtiges Bild für die Steifigkeit ergibt.

β) Leistungsversuche.

Die Versuchsbedingungen, bei denen die Leistungs- und Dauerversuche ausgeführt wurden, sind unter IV γ, Absatz 1 und 2 mit der Beschreibung des Prüfungsverfahrens, s. S. 17 und 21 angegeben.

Zum Vergleich sind auf den nachfolgenden Abb. 24 bis 26 die Ergebnisse des Lederriemens (Sonderqualität) mit aufgetragen.

Die Ergebnisse dieser Leistungsversuche zeigen, daß nach dem Verlauf der Schaulinien die Höchstleistung der 6,5 und 7,5 mm dicken Standardriemen bei 7 und 10 kg/cm Spannung größer war als die des schwächeren 4,5 mm dicken γ-Riemens. Bei 12,5 kg/cm Spannung wurde die Höchstleistung aller 3 Riemen bei 100 PS Motorleistung noch nicht erreicht. Der Schlupf des dünnen γ-Riemens war bei großen Riemengeschwindigkeiten und bei großen Spannungen etwas größer und bei kleinen Geschwindigkeiten und kleinen Spannungen kleiner als bei den beiden Standardriemen γd_2 und γd_4, sonst war der Unterschied gering. Gegenüber den Lederriemen besteht bei den Standardriemen γ im Vergleich zu den in 1. Reihe geprüften Riemen praktisch kein großer Unterschied mehr hinsichtlich des Durchzugsgrades beim Leistungsversuch; unter den 3 Standardriemen waren die beiden γd_2 und γd_4 dem dritten Riemen etwas überlegen.

Eine Beziehung zwischen ihren Festigkeits- und Dehnungswerten und dem Verhalten der Standardriemen beim Leistungsversuch (vgl. S. 25. und Abb. 21 und 22) konnte ebensowenig wie bei den übrigen Riemen (vgl. S. 21 und 22) festgestellt werden.

Dauerversuche wurden wegen nicht ausreichenden Riemenmaterials nur mit dem 4,5 mm dicken Standardriemen γ ausgeführt. Die Ergebnisse dieses Riemens sind bei den Dauerversuchen der Versuchsreihe 1 auf Abb. 16 und 17, S. 22 als Schaulinie aufgetragen. Die ermittelten Werte enthält Tabelle 14, S. 21.

Der Riemen brauchte bei zwei verschiedenen Nutzlasten $S_n = 73$ und 131,4 kg und Vorspannungen von 210 und 375 kg nicht nachgespannt werden. Die Achsdruckverminderung und die Dehnung war geringer als bei den der anderen Riemen, der Schlupf unveränderlich etwa 0,5%.

Zur Übersicht sind in Tafel 27—29 die Hauptergebnisse der beiden Versuchsreihen 1 und 2 in der Weise zusammengestellt, daß die Größe des Schlupfes bei der jeweils übertragenen Leistung in PS zu entnehmen ist. Es sind hierzu als Vertreter der 1. Reihe die Riemen a, b und NN, der 2. Reihe die Standardriemen γ und γd_4

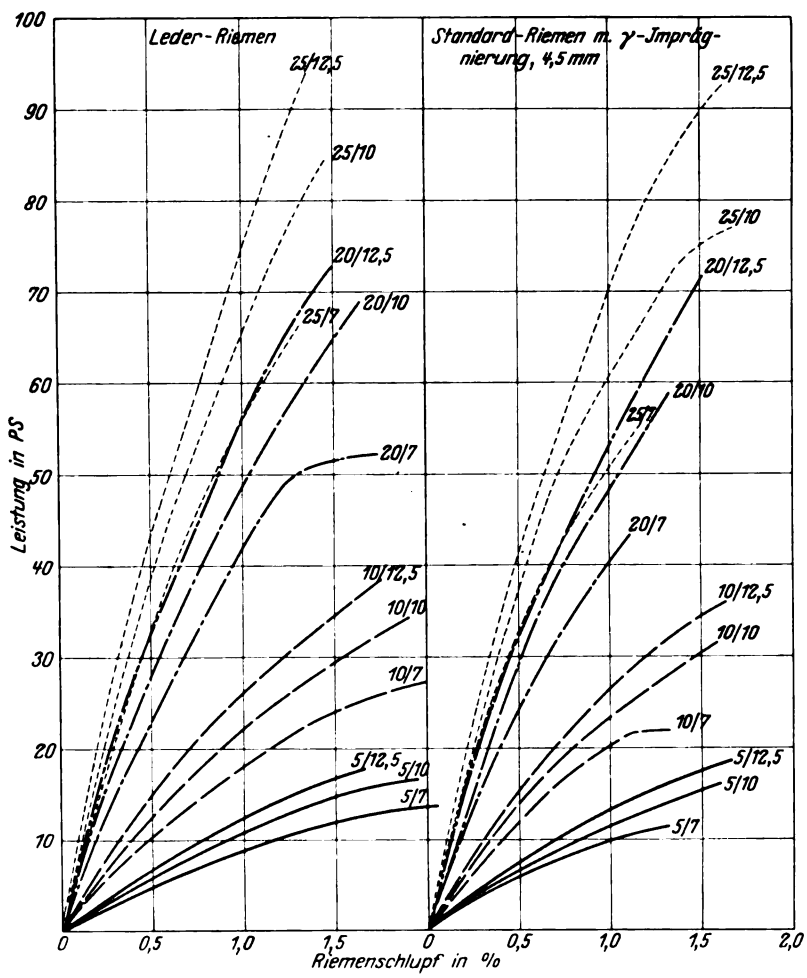


Abb. 28. Abhängigkeit der Leistung vom Riemenschlupf.
Zeichenerklärung s. Abb. 27.

und als Vergleich der Sondertextilriemen $Si_{7,5}$ sowie der Lederriemen ausgewählt. Diese Schaulinien zeigen ebenfalls, daß die Standardriemen der 2. Reihe gegenüber den Textilriemen der 1. Reihe hinsichtlich Leistung und Schlupf bedeutend verbessert sind und daß besonders der γd_4-Riemen dem Lederriemen von Sonderqualität und dem Sondertextilriemen nahezu gleichwertig ist.

C. Zusammenfassung der Ergebnisse.

Die Untersuchungen haben ergeben, daß die Geweberiemen a, b, c, d der normalen Fertigung (Versuchsreihe 1) hinsichtlich Leistung und Schlupf dem Lederriemen von Sonderqualität und dem Sondertextilriemen nicht gleich kamen. Bei konstantem Achsdruck (Riemenspannung 7, 10, 12,5 kg/cm) war die zu erreichende

Digitized by Google

Leistung wegen plötzlich einsetzenden starken Schlupfes (Rutschen) bei den Riemen a—d niedriger als bei den genannten Vergleichsriemen, bei denen der Schlupf allmählich bis zu Beträgen von 6 und mehr % zunahm, ohne daß die Riemen rutschten. Bei höherer Riemenspannung und höherer Geschwindigkeit verhielt sich der Riemen b besser als die Riemen a, c, d. Bei konstantem Achsabstand (Dauerversuch) mußten die Riemen a bis d z. T. wiederholt nachgespannt werden, während der Vergleichsriemen S ohne Nachspannen bei nachlassendem Achsdruck durchzog. In den Festigkeitseigenschaften unterschieden sich die Riemen a—d von den Sondertextilriemen und üblichen Lederriemen dadurch besonders, daß die Gesamtdehnung bei den Riemen b, d und dem Lederriemen nahezu gleich groß und bei den Sondertextilriemen zu Anfang wesentlich größer war, aber mit wachsender Belastung nicht so stark zunahm, so daß sich die Schaulinien bei 160 kg/cm Spannung überschneiden. In der bleibenden Dehnung zeigten sich bei den Riemen a—d im Vergleich zu dem Lederriemen Sonderqualität keine größeren Unterschiede, dieselbe war jedoch bei den beiden Sondertextilriemen merklich größer, während die Festigkeitswerte etwa übereinstimmten. Ein bestimmter Zusammenhang zwischen dem Verhalten bei der Kraftübertragung und den Festigkeitseigenschaften konnte noch nicht festgestellt werden.

Aus dem vorstehend angegebenen Verhalten wurde geschlossen, daß die Überlegenheit der Vergleichsriemen in der Hauptsache auf geringerer Steifigkeit und besserer Anschmiegung des Riemens an die Riemenscheibe beruhen könnte. Die Unterschiede in der Steifigkeit wurden durch Biegeversuche festgestellt (Abb. 23). Die Reibungsversuche (Abb. 19 und 20) mit den verschiedenen Riemen zeigten außerdem, daß die Vergleichsriemen höhere Reibungszahlen hatten als Riemen mit der ursprünglichen Imprägnierung. Wenn auch die normalen Geweberiemen für die meisten Betriebszwecke ausreichen dürften, weil diese Riemen nur selten bis zur Höchstleistung ausgenutzt werden, so wurde, auf den vorstehenden Ergebnissen fußend, für besondere hohe Dauerleistungen eine neue Webart des Riemens b (s. S. 7) mit verschiedenen Imprägnierungen auf Reibung untersucht und festgestellt,

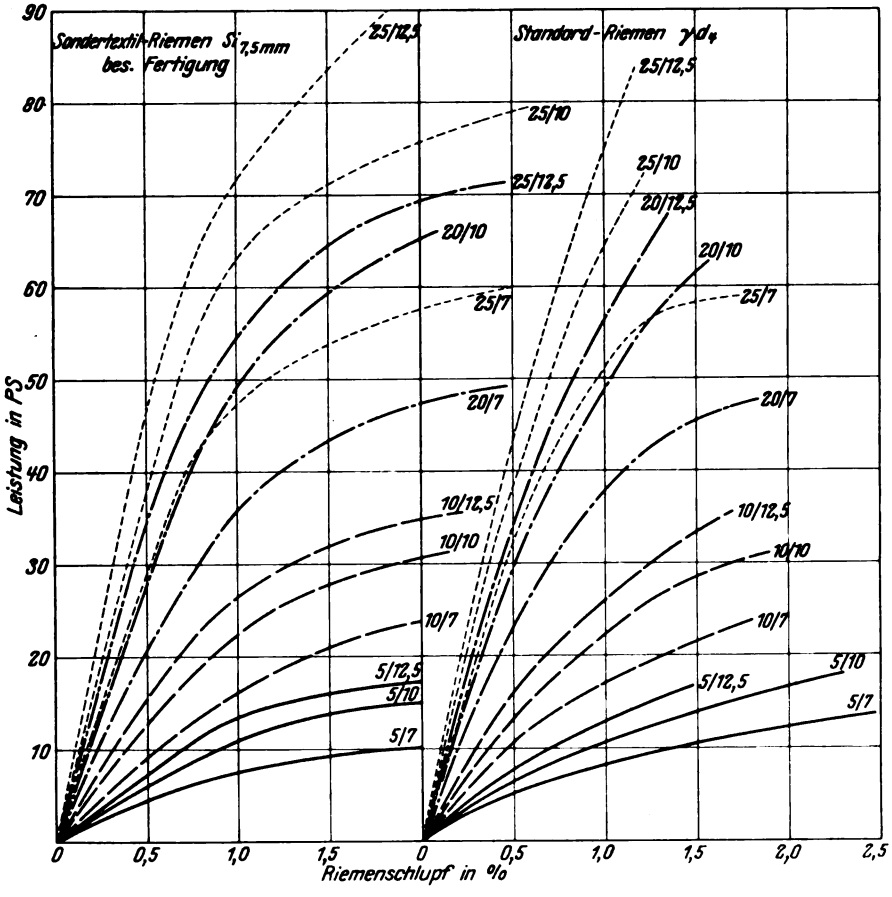


Abb. 29. Abhängigkeit der Leistung vom Riemenschlupf.
Zeichenerklärung s. Abb. 27.

daß dieser Riemen mit der Imprägnierung α und γ den Ergebnissen der Lederriemen sehr nahe kommt bzw. diese zum Teil übertrifft. Die nach diesen Feststellungen angefertigten Standardriemen aus dem Material des Riemens b der ersten Versuchsreihe haben die erwartete Verbesserung bei der Prüfung tatsächlich gezeigt. Die Festigkeit lag in gleicher Höhe wie bei der früheren Fertigung, etwa 350 kg/cm². Der Verlauf der Dehnung bei den dicken Standardriemen war ähnlich wie bei den Sondertextilriemen, d. h. große bleibende und elastische Dehnung. Die Steifigkeit war bedeutend kleiner als bei den früheren Textilriemen, erreichte aber noch nicht den sehr biegsamen Sondertextilriemen. Bei den Leistungsversuchen war gleichfalls die erwartete Verbesserung eingetreten, d. h. die Schlupfzahlen nahmen mit der Leistung allmählich zu, wie bei Sondertextil-

Digitized by Google

riemen und dem Lederriemen der Sonderqualität[1]; die errechneten Durchzugsgrade waren fast durchweg so hoch wie bei diesem Lederriemen, besonders die etwa 6 und 7 mm dicken Standardriemen waren bei den Versuchen dem Lederriemen gleichwertig. Dasselbe Bild zeigte sich bei den Dauerversuchen; hierbei war das Verhalten des dünnen Standardriemens so günstig, daß er im Gegensatz zu den Textilriemen ursprünglicher Fertigung während der ganzen Versuchsdauer durchzog ohne nachgespannt werden zu müssen. Der Schlupf war gering und konstant, trotz nachlassender Riemenspannung (Achsdruck), ähnlich wie beim Sondertextilriemen.

Aus der Untersuchung geht hervor, daß die nach Abschluß der 1. Reihe gewonnene Anschauung, die Bewährung eines Treibriemens bei der Kraftübertragung hinsichtlich der Größe der Leistung und des Schlupfes hänge außer von der Garnart auch von der Schmiegsamkeit des Riemens, seiner guten Anlage an der Scheibe und seinem Reibungskoeffizienten ab, richtig ist. Die nach dieser Richtung gemachten Vorschläge für die Fabrikation haben zur Schaffung eines Hochleistungsriemens geführt, die gewünschten Erfolge bei Reihe 2 gezeitigt und einen Weg gewiesen, auf dem noch weitere Verbesserungen der Gewebetreibriemen möglich sind.

Die Untersuchung wird mit anderen Riemen, darunter auch Lederriemen der Handelsqualität fortgeführt, über deren Ergebnisse später berichtet werden wird. Ferner wird einer späteren Veröffentlichung eine weitere Auswertung der hier vorliegenden Ergebnisse hinsichtlich allgemeiner Gesichtspunkte für den Riemenantrieb vorbehalten.

[1] Vorversuche haben ergeben, daß handelsübliche Lederriemen nicht gleich gute Eigenschaften aufweisen wie der hier untersuchte Lederriemen von ausgesucht guter Fertigung, insbesondere hinsichtlich des Durchzugsgrades.

Digitized by Google

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten

Sonderheft XIII:
Arbeiten aus dem **Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung** und dem **Staatlichen Materialprüfungsamt** zu Berlin-Dahlem

Inhalt

Seite

Bauer, O., und **O. Vollenbruck.** Über den Angriff von Metallen durch Insekten 3
Bauer, O., und **M. Hansen.** Der Einfluß von dritten Metallen auf die Konstitution der Messinglegierungen 7
Hansen, M. Zur Kenntnis des Vergütungsvorganges in Legierungen. [Der Vorgang der Entmischung übersättigter β(Cu-Zn)-Mischkristalle durch Alterung bei verschiedenen Temperaturen] 25
Frommer, L., W. Kuntze und **G. Sachs.** Der Einfluß von Poren auf die Festigkeit von Spritzguß 37
Schmid, E., und **G. Wassermann.** Röntgenographische Studien zum Vergütungsproblem I . 41
Wassermann, G. Zur Frage der molekularen oder atomaren festen Lösung einer Metallverbindung im Grundmetall 46
Wassermann, G. Über die Vergütung einer Constructallegierung 48
Ageew, N., und **G. Sachs.** Röntgenographische Bestimmung der Löslichkeit von Kupfer in Silber 50
Hansen, M. Die Härte silberreicher Kupfer—Silberlegierungen. (Bestimmung der Löslichkeit von Kupfer in Silber mit Hilfe von Härtemessungen) 55
Bauer, O. Arsen im Flußstahl 58
Kurdjumow, G., und **G. Sachs.** Walz- und Rekristallisationstextur von Eisenblech 67
Kurdjumow, G., und **G. Sachs.** Über den Mechanismus der Stahlhärtung 70
Rupp, E., und **E. Schmid.** Elektronenbeugung an passivem Eisen I 78
Sachs, G. Ein neues Prüfgerät für Tiefziehbleche 80
Karnop, R., und **G. Sachs.** Zur Kinetik der Rekristallisation 86
Sachs, G., und **J. Weerts.** Die Orientierung einzelner durch Rekristallisation gewonnener Kristalle 92
Karnop, R., und **G. Sachs.** Die Grobkristallisation von Aluminium 94
Boas, W., und **E. Schmid.** Grundtatsachen der Kristallplastizität und Versuche zu ihrer theoretischen Deutung 98
Boas, W., und **E. Schmid.** Über die Temperaturabhängigkeit der Kristallplastizität . . . 103
Sachs, G., und **J. Weerts.** Die Gitterkonstanten der Gold—Silberlegierungen 109
Polanyi, M. Über die Natur der Festigkeit 113
Sachs, G., und **J. Weerts.** Zugversuche an Gold—Silberkristallen 120
Ohshima, K., und **G. Sachs.** Röntgenuntersuchungen an der Legierung AuCu 129
Sieglerschmidt, H. Untersuchung des Einflusses der Umwandlung auf die Wärmeausdehnung von Stählen unter besonderer Berücksichtigung der Änderung der Ausdehnungszahl β 135
Schmid, E., und **O. Vaupel.** Versuche an bewässerten Steinsalzkristallen 139
Blumenthal, H. Über ein Verfahren für die Trennung von Blei und Wismut 140

Mit 325 Abbildungen, 17 Zahlentafeln und 27 Tabellen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1930

Digitized by Google

Digitized by Google

Über den Angriff von Metallen durch Insekten.

Von **O. Bauer** und **O. Vollenbruck**[1].

A. Fremde Beobachtungen.

Die Forschung hat sich mit der Zerstörung metallischer Werkstoffe durch chemische und elektrochemische Korrosion in den letzten Jahrzehnten in eingehendster Weise befaßt. Von maßgebendem Einfluß auf die Lebensdauer der Gegenstände, Konstruktionsteile usw. ist die Art des Angriffs. Während gleichmäßiger Angriff oft lange Zeit ungefährlich ist, bedeutet örtlicher Angriff (sog. Lochfraß) z. B. bei Röhren, Gefäßen für Flüssigkeiten usw. ein plötzliches Unbrauchbarwerden des betreffenden Gegenstandes.

Eine dem „Lochfraß" sehr ähnliche Zerstörung metallischer Gegenstände ist die Korrosion durch Insekten.

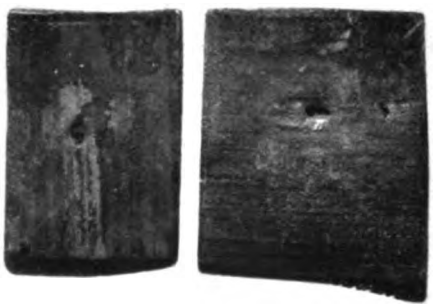


Abb. 1. Durch Sirex gigas (Holzwespe) angefressener Bleibelag einer Bleikammer.

In der Literatur, den entomologischen Zeitschriften usw. finden sich immer wieder Berichte über Zerstörungen metallischer Gegenstände (vorwiegend aus Blei), die auf Holzwespen und Käfer zurückgeführt werden.

F. Pax[2] berichtet über Zerstörung der Bodenplatten von Bleikammern durch Holzwespen[3].

Die Bleiplatten waren 3 mm stark, teils waren sie bereits völlig durchbohrt, teils fanden sich Bohrgänge, die sich nach unten in dem hölzernen Bodenbelag fortsetzten. In 3 Gängen fand Pax abgestorbene Holzwespen, die mit dem vorderen Teil ihres Körpers in der Bleiplatte, mit dem Hinterteil im Holzboden steckten. Die meisten Holzwespen waren sog. Fichten- oder Riesenholzwespen (Sirex gigas L.), daneben fanden sich aber auch Kiefernholzwespen (Paururus juvencus L.). Die Löcher im Blei traten stets an solchen Stellen auf, an denen der Larve beim Ausschlüpfen der Weg durch die Metallwände versperrt war. Der Durchmesser der Bohrlöcher schwankte entsprechend der verschiedenen Größe der Wespen zwischen 4 und 6 mm. Abb. 1 zeigt die Austrittsöffnungen von Löchern, die durch Sirex gigas verursacht wurden. Sobald das Blei der 3 mm dicken Bleiwand durchnagt war, wurde die Wespe durch die eindringende Schwefelsäure getötet. Pax

Abb. 2. Durch Scobicia declivis (Borkenkäfer) beschädigte Bleiumhüllung eines Lufttelephonkabels.

erwähnt ferner, daß die Fähigkeit, Blei anzugreifen, keineswegs auf die Holzwespen beschränkt sei, sondern daß auch gewisse Käfer die gleiche Fähigkeit besitzen.

Abb. 2 stellt eine angeblich durch Borkenkäfer beschädigte Bleiumhüllung eines Lufttelephonkabels dar[1].

Nach H. E. Burke, R. D. Hartmann und T. E. Snyder[2] zählen zu den metalleangreifenden Schädlingen folgende zahlreiche Arten: Anobiidae, Anthribidae, Bostrichidae, Buprestidae, Bruchidae, Cerambycidae, Cureulionidae, Dermestidae, Lyctidae, Ptinidae, Tenebrionidae. Ferner Isoptera (weiße Ameise), die schon

---

[1] Original: Z. Metallkunde, Bd. 22, S. 230—233. 1930.

[2] F. Pax: „Beobachtungen über Beschädigungen von Bleikammern durch Holzwespen." Jahresheft des Vereins für Schlesische Insektenkunde zu Breslau XIII, 16. Dez. 1921, S. 43 bis 56.

[3] In obiger Arbeit von Pax finden sich auch zahlreiche ältere Literaturangaben, die bis auf das Jahr 1876 zurückgehen.

[1] Die Probestücke sind uns von dem Leiter des Deutschen Entomologischen Instituts der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft zu Dahlem, Herrn Direktor Dr. Walther Horn in liebenswürdiger Weise zur Verfügung gestellt worden.

[2] The Lead-Cable Borer or „Short-Circuit Beetle" in California in United States Department of Agriculture Washington Bulletin Nr. 1107, 4. Dez. 1922, S. 1 bis 48.

Digitized by Google

erwähnten Wespenarten und eine weitere Wespe Hymenoptera.

Die sehr eingehende Arbeit obiger Autoren bringt zahlreiches, sehr wertvolles Beobachtungs- und Bildmaterial über die metallzerstörenden Insekten.

Nach F. Zacher[1] grenzen die Kraftäußerungen der Holzwespen (und mancher anderer Insekten) ans Märchenhafte.

Während des Krimkrieges 1857 schlüpfte Paururus juvencus aus Faßdauben und fraß mehrfach in die in den Fässern enthaltenen Bleikugeln Löcher. Der kalifornische Bleikabelbohrer (Scobicia declivis Lec) bohrt Löcher von $2^1/_2$ cm Durchmesser in die Bleiumhüllungen von Telephonkabeln.

Blei ist das am häufigsten beschädigte Metall. Nach Berichten amerikanischer Zeitschriften wurden angegriffen: Blei-Kupfer-Patronen, Bleidichtungen, Bleirinnen, Blei-Stereotypplatten, Bleirohre für Wasser und Gas, Bleibekleidung von Fässern, Tanks und Zisternen, Bleiblechschutz für Bienenstöcke, Bleischmelztiegel, Telephonbatterien, Bleitelephonkabel[2], Hochspannungskabel, Bleikabel in unterirdischen Wasserbehältern in Australien, Zentralamerika und den Vereinigten Staaten.

Andere Metalle, die von Insekten angegriffen wurden, sollen Zink, Silber, Quecksilberbelag von Spiegeln, Vergoldungen von Kronleuchtern, Schalen usw. sein.

Im allgemeinen sind die verursachten Schäden in den Tropenländern häufiger als in der gemäßigten Zone, vor allem wohl deshalb, weil dort mehr Insektenarten vorkommen, die die Neigung, Metalle anzugreifen, besitzen. Aber auch in Europa können durch Insektenfraß große wirtschaftliche Schädigungen auftreten, wenn die Ursache des Angriffs zu spät erkannt wird. Zusammenfassend darf wohl ausgesprochen werden, daß nach den zahlreichen Veröffentlichungen mit großer Wahrscheinlichkeit anzunehmen ist, daß die beobachteten Schäden in der Mehrzahl der Fälle tatsächlich durch Insekten verursacht wurden.

Soweit wir jedoch aus der uns zur Verfügung stehenden Literatur ersehen konnten, scheint es bisher noch nie gelungen zu sein, das die Metalle angreifende Insekt in seiner zerstörenden Tätigkeit zu beobachten.

Bis in die neueste Zeit tauchen daher immer wieder Zweifel auf, ob nicht doch andere Ursachen (Korrosion, Materialfehler usw.) für die Zerstörung in Frage kämen und ob nicht das in der Nähe der korrodierten Stellen gefundene Insekt nur durch Zufall dahin gelangt sei und irrtümlich als der Urheber der Zerstörung angesprochen würde[1].

Diese Zweifel ließen sich endgültig nur beheben, wenn es gelänge, die Insekten bei ihrer zerstörenden Arbeit zu beobachten.

B. Eigene Beobachtungen.

Veranlassung zu den nachstehend beschriebenen Versuchen gaben lochartige Beschädigungen an Blei-Wasserrohren in einem Keller im Zentrum Berlins, in dem geräucherte Schinken und Wurstwaren lagerten. Der Inhaber der Kellerräume machte hierzu folgende Angaben:

„Wir dachten zuerst daran, daß diese Schäden dadurch entstanden sein könnten, daß die zur Räucherung verwendeten Chemikalien eine zersetzende Wirkung auf die Bleirohre ausübten. Nun haben die die Reparatur ausführenden Arbeiter in der Isolierung der Rohre ein Insekt gefunden, das möglicherweise die schadhaften Stellen hervorgerufen haben kann."

Abb. 3. Bleirohr mit Nagestellen. $^{19}/_{20}$ nat. Größe.

In Abb. 3 ist ein Abschnitt des angegriffenen Rohres in natürlicher Größe wiedergegeben. An den durch Pfeile gekennzeichneten Stellen waren verschieden tiefe Löcher von etwa 2 mm Durchmesser vorhanden. Querschnitte durch den Rohrabschnitt (Abb. 4) zeigten, daß an 2 Stellen (a und b in Abb. 4) die ganze Wandstärke (5 mm) des Rohres durchbohrt war, an einer anderen Stelle (c in Abb. 4) hatte die Bohrarbeit anscheinend eben erst eingesetzt.

Die scheinbar glatten Lochwandungen ließen bei stärkerer Vergrößerung eine schwache Aufrauhung erkennen (Abb. 5; $v=10$), etwa wie von einer Raspel herrührend. Die Bleirohre waren mit Filz umkleidet. In der Filzumkleidung saßen zahlreiche Käfer. Durch das Deutsche Entomologische Institut der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft zu Berlin-Dahlem wurden folgende 2 Arten festgestellt:

[1] F. Zacher: „Die Vorrats-, Speicher- und Materialschädlinge und ihre Bekämpfung." Verlag: P. Parey, Berlin.

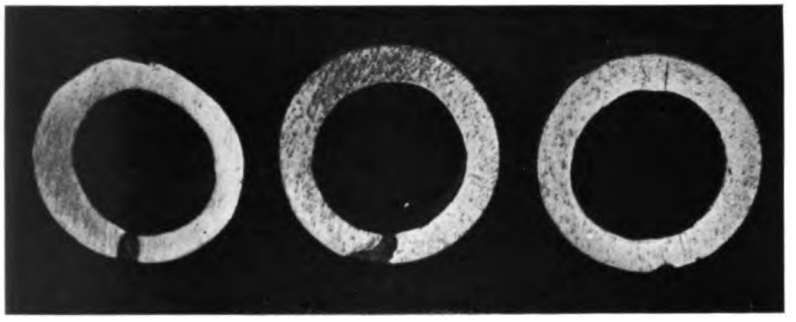
[2] Einige neuere Mitteilungen über Insektenfraß an Metallen finden sich ferner in folgenden Zeitschriften: R. Hesse: „Zerstörung von Bleirohren durch Tiere." Biol. Zentralbl. Bd. 45, Heft 1, Febr. 1925. P. F. Schirek: „Um insecto que fura canos de chumbo". Boletim do Museu Nacional V Nr. 3, September 1929, Rio de Janeiro. Entomologische Zeitschrift Nr. 23, 8. März 1930, S. 287. Frankfurt a. M. „Kabelbeschädigung durch Insekten." Die Umschau Bd. 34, Heft 14, S. 273. 5. April 1930, Frankfurt a. M.

[1] Siehe E. J. Kohlmeyer: „Der Bleiwurm". Metallwirtschaft Bd. 9, Nr. 23, S. 485.

Digitized by Google

Art I. Ein schwarzer Käfer (etwa 8 mm lang), ursprünglich in Südamerika beheimatet (Dermestes peruvianus), durch den Frachtverkehr über die Seehäfen jedoch seit langer Zeit in Deutschland eingeschleppt (s. Abb. 6, Art. I).

Art II. Der gewöhnliche Speckkäfer (Dermestes lardarius), schwarz mit breiter, gelbbrauner Rückenbinde, ebenfalls etwa 8 mm lang (s. Abb. 6, Art II).



a b c

Abb. 4. Querschnitte durch das Bleirohr. $^{19}/_{20}$ nat. Größe.

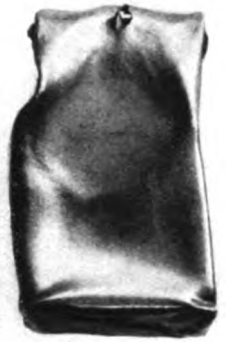


Abb. 8. Kästchen aus Bleiblech. Etwa nat. Größe.

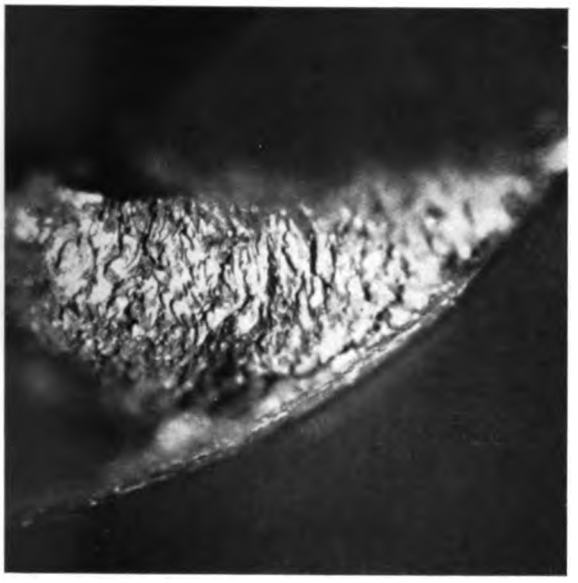


Abb. 5. Aussehen der Wandung des Loches *a* von Abb. 4. 9,5× vergr.

Die Vermutung, daß diese Käfer die lochartigen Anfressungen an dem Bleirohr verursacht haben könnten, war naheliegend. Es gelang uns in der Tat, durch eigene Versuche mit obigen Käfern den Beweis zu erbringen, daß beide Arten Blei zu durchbohren befähigt sind.

C. Versuche mit Käfern.

Mit obigen Käfern (Art I und II), die wir im Keller, in dem sich das angegriffene Bleirohr befunden hatte, sammelten[1], führten wir folgende Versuche aus:

1. Versuche mit Blei.

Nach Maßgabe der Abb. 7 wurden Glasröhrchen, in denen sich immer nur je 1 Käfer befand, durch Bleideckel (0,2 mm stark) verschlossen; ferner wurden kleine Kästchen aus Bleiblech (0,2 mm) hergestellt

Art I. Dermestes peruvianus. Art II. Dermestes lardarius.
Abb. 6. Etwa 6× vergr.

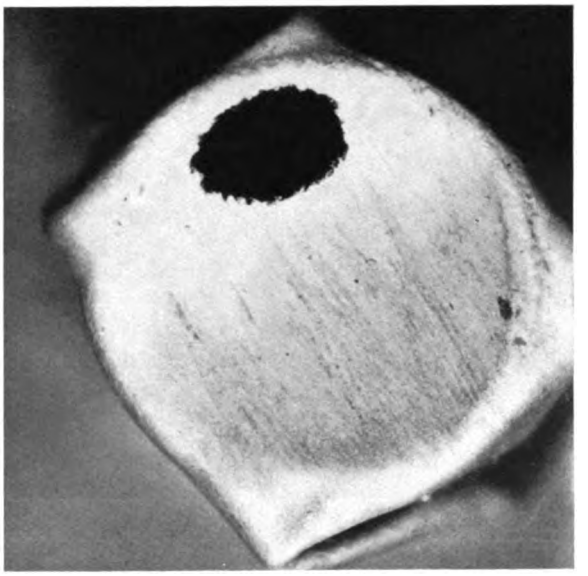


Abb. 9. Blei, durchnagt von Käfer Art I. 6× vergr.

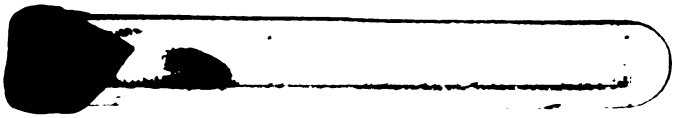


Abb. 7. Glasröhrchen mit Bleideckel. $^{19}/_{20}$ nat. Größe.

(Abb. 8), jedes Kästchen mit 3 bis 4 Käfern derselben Art beschickt und dann zugemacht.

[1] Bei dem Suchen und Sammeln der Käfer war uns Herr Korschefsky vom Deutschen Entomologischen Institut zu Dahlem in dankenswerter Weise behilflich.

Digitized by Google

In die Kästchen wurde ein angefeuchteter Wattebausch gelegt, da die Käfer in völlig trockener Luft sehr bald eingingen.

Nach einigen Tagen stellten wir eines Morgens fest, daß in dem Bleideckel des einen Röhrchens ein Loch

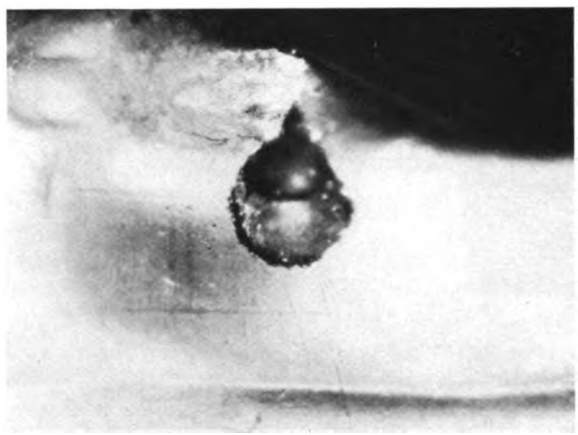


Abb. 10. Blei, durchnagt von Käfer Art II (nach etwa 2 Std.). 6× vergr.

von etwa 3 mm Durchmesser durchgenagt war, durch das der Käfer (Art I) das Freie gewonnen hatte. Die Lochränder waren zackig, im Glasröhrchen befand sich feines Bleipulver. Abb. 9 zeigt den Bleideckel mit dem durchnagten Loch in etwa 6facher Vergrößerung. Das

Abb. 11. Blei, durchnagt von Käfer Art I (in etwa 4 Std.). 6× vergr.

Loch war unzweifelhaft durch den eingeschlossenen Käfer bewirkt, ihn bei seiner Arbeit zu beobachten, war uns bei diesem Versuch noch nicht gelungen, da er sie in der Nacht ausgeführt hatte. Bei 2 Kästchen hatten wir das Glück, die Arbeit der Käfer bei Tage beobachten zu können.

Nach 5tägigem Verweilen der Käfer in den Kästchen konnte morgens bei einem Kästchen ein kleines steck-

nadelkopfgroßes Loch festgestellt werden, an dem ein Käfer der Art II eifrig arbeitete; bereits nach 2 Stunden hatte das Loch einen Durchmesser von etwa $1^1/_2$ mm, und in 4 Stunden war es bereits so groß (etwa 3 mm Durchmesser), daß der Käfer sein Gefängnis verlassen konnte.

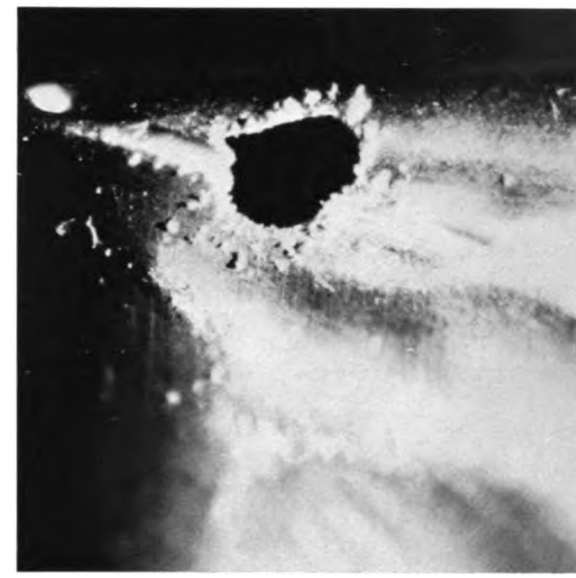


Abb. 12. Zinn, durchnagt von Käfer Art II (nach etwa 10 bis 12 Std.). 10× vergr.

Abb. 10 zeigt den Käfer während der Arbeit. Mit seinen zangenartigen Beißwerkzeugen kneift und reißt er Brocken um Brocken Blei ab, wobei er von Zeit zu Zeit sich ausruht oder von einem anderen Käfer abgelöst wird. Gelegentlich konnten wir auch beobachten,

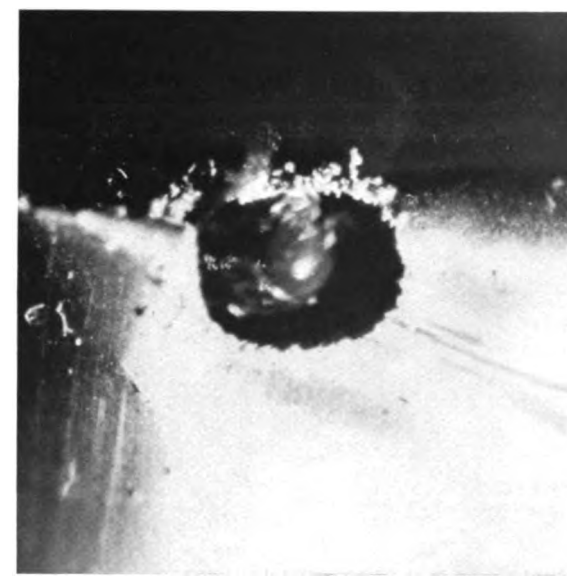


Abb. 13. Zinn, durchnagt von Käfer Art II (in etwa 36 Std.). 10× vergr.

daß 2 Käfer gleichzeitig an demselben Loch arbeiteten. Das abfallende Bleipulver fiel teils auf den Boden, teils bedeckte es den arbeitenden Käfer.

Bei einem zweiten Kästchen, das mit Käfern der Art I beschickt war, konnten wir das Arbeiten der Käfer ebenfalls beobachten. Auch hier hatten die Käfer in etwa 4 Stunden ein so großes Loch ausgenagt, daß sie ausschlüpfen konnten. Abb. 11 zeigt in 6facher

Digitized by Google

Vergrößerung das Loch nach dem Ausschlüpfen der Käfer.

2. Versuche mit Zinn.

Die Versuche mit Zinn wurden in der gleichen Weise angesetzt wie die Versuche mit Blei. Die Zinnfolie hatte eine Stärke von 0,2 mm.

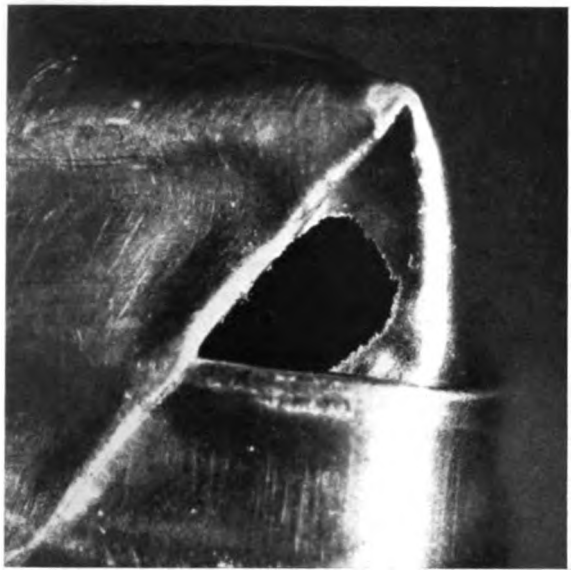


Abb. 14. Zinn, durchnagt von Käfer Art I (in etwa 40 Std.). 6× vergr.

Auch hier gelang es, die Käfer bei ihrer Arbeit unmittelbar zu beobachten. Das härtere Zinn bereitete ihnen jedoch erheblich größere Schwierigkeiten als das weiche Blei.

Nach 10 bis 12 Stunden Arbeit war erst ein etwa $1^1/_2$ mm Durchmesser großes Loch in der dünnen Zinnfolie entstanden (s. Abb. 12; $v=10$ von Käfer Art II durchgenagt) und erst nach etwa 36 Stunden hatte der Käfer (Art II) das Loch so weit vergrößert, daß er ausschlüpfen konnte. Abb. 13 zeigt in 10facher Vergrößerung den Käfer bei der Arbeit kurz vor dem Ausschlüpfen aus seinem Gefängnis.

Die feinen Späne liegen in der Umgebung des Loches (Abb. 12), zum Teil hängen sie auch noch mit der Folie zusammen (Abb. 13). Abb. 14 ($v=6$) zeigt ein von einem Käfer Art I durch Zinnfolie durchgenagtes Loch.

3. Versuche mit Aluminium, Zink und Messing.

Bisher war es den Käfern (Art I und II) in keinem Falle gelungen, sich aus den aus weichgeglühtem Aluminium, Zink und Messing hergestellten Kästchen zu befreien. Bei Öffnung der Kästchen (nach etwa 8 Tagen) waren die Käfer tot, Spuren eines beginnenden Angriffs der Metalle waren nicht erkennbar. Es scheint somit, daß bereits alle Metalle, die härter als Zinn sind, von den Käferarten Dermestes peruvianus und Dermestes lardarius nicht mehr zerstört werden können.

D. Schlußergebnis.

Unsere Versuche haben den einwandfreien Beweis dafür erbracht, daß gewisse Käferarten Metalle angreifen können. Der Angriff ist ein rein mechanischer. Mittels ihrer harten und scharfen Beißwerkzeuge nagen und bohren sich die Käfer durch das Metall, indem sie feine Körnchen und Spänchen abzwicken bzw. herausreißen[1]. Je härter das Metall ist, um so schwieriger wird die Arbeit für das Insekt. Für die beiden Käferarten Dermestes peruvianus und Dermestes lardarius scheinen bereits Aluminium und Zink unüberwindliche Hindernisse zu bieten, während Blei sehr leicht, etwas schwieriger bereits Zinn zerstört wird.

[1] Ein Verzehren, wie vielleicht angenommen werden könnte, kommt selbstverständlich nicht in Frage; ebenso keine Auflösung des Metalls durch ätzende Absonderungen der Käfer, wie an den metallisch glänzenden Oberflächen der Spänchen zu erkennen ist.

Der Einfluß von dritten Metallen auf die Konstitution der Messinglegierungen.

II. Der Einfluß von Nickel[1].

Ein Beitrag zur Kenntnis des Dreistoffsystems Nickel-Zink-Kupfer. Mit einem Anhang über die Härte von Nickelmessinglegierungen.

Von **O. Bauer** und **M. Hansen**[2].

Da Nickel meist nicht allein, sondern gemeinsam mit anderen Metallen den Messinglegierungen zugesetzt wird[3], liegen nur wenige systematische Untersuchungen über die mechanischen Eigenschaften der reinen Nickelsondermessinge vor. Nach den Arbeiten von Guillet[4] und Smalley[1] besteht der Wert eines Nickelzusatzes (bis etwa 5%) zu den $(\alpha+\beta)$-Messinglegierungen vor allem in der Erhöhung der Dehnung, Kerbzähigkeit und (Dauer-) Schlagfestigkeit. Außerdem wird die Warmfestigkeit, der Korrosionswiderstand und die Dichtigkeit der Gußstücke erhöht, weshalb Nickelsondermessing zur Herstellung von Armaturen für überhitzten Dampf Anwendung findet.

Legierungen mit verhältnismäßig niedrigem Kupfergehalt (35 bis 50%) und Nickelgehalten von 10% und mehr zeichnen sich durch hohe Festigkeitswerte bei gleichzeitig hoher Dehnung und großem Formänderungsvermögen aus[2]. Eine eingehende Prüfung der Eigen-

[1] Erste Mitteilung: O. Bauer und M. Hansen: Der Einfluß von dritten Metallen auf die Konstitution der Messinglegierungen. I. Der Einfluß von Blei. Ein Beitrag zur Kenntnis des Dreistoffsystems Blei-Zink-Kupfer. Z. Metallkunde Bd. 21, S. 145 bis 151, 190 bis 196. 1929; Mitt. d. dtsch. Materialprüfungsanstalten, Sonderheft IX, S. 3 bis 22. 1929. Siehe dort auch den Abschnitt über den Gleichwertigkeitskoeffizienten.

[2] Original: Z. Metallkunde Bd. 21, S. 357 bis 367, 406 bis 411. 1929.

[3] M. Keinert: Gewerbliche Metallkunde. Berlin: Gebr. Borntraeger 1926.

[4] L. Guillet: Rev. Mét. Bd. 10, S. 1130 bis 1141. 1913.

[1] O. Smalley: Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 73, S. 802 bis 805. 1926. Vgl. auch Z. Metallkunde Bd. 15, S. 48 und 80. 1923.

[2] L. Guillet: Rev. Mét. Bd. 7, S. 484 bis 493. 1920.

Digitized by Google

schaften dieser Legierungen erscheint aussichtsreich und verspricht die Auffindung von Legierungen, die in ihren mechanischen Eigenschaften den komplexen Sondermessingen mindestens gleichwertig sind[1]. Die notwendige Grundlage und Voraussetzung dafür bildet aber die Kenntnis des Aufbaues dieser Legierungen.

Die Zweistoffsysteme.

a) Zink—Kupfer.

Der Ausarbeitung des Dreistoffsystems Nickel—Zink—Kupfer wurde das in Abb. 1 wiedergegebene Gleichgewichtsschaubild von Bauer und Hansen[2] zugrunde gelegt.

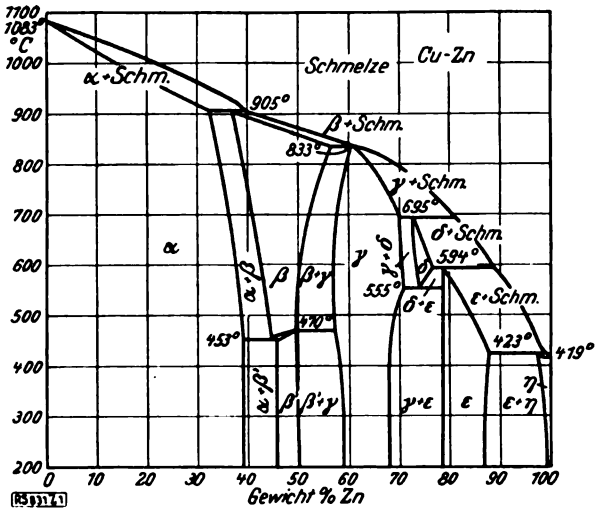


Abb. 1. Zustandschaubild der Zink-Kupferlegierungen.

b) Nickel—Kupfer.

Nach den thermischen Untersuchungen[3] über dieses System, deren Ergebnisse gut miteinander übereinstimmen, bilden Nickel und Kupfer eine lückenlose Reihe von Mischkristallen (Abb. 2). Damit in Einklang sind die mikroskopischen Beobachtungen[4] und die Ergebnisse der Röntgenanalyse[5].

Legierungen mit mehr als 68% Ni sind bei Raumtemperatur ferromagnetisch. Die Temperaturen des Verlustes und Auftretens des Ferromagnetismus liegen nach Krupkowski[1] auf einer geraden Linie, die, vom

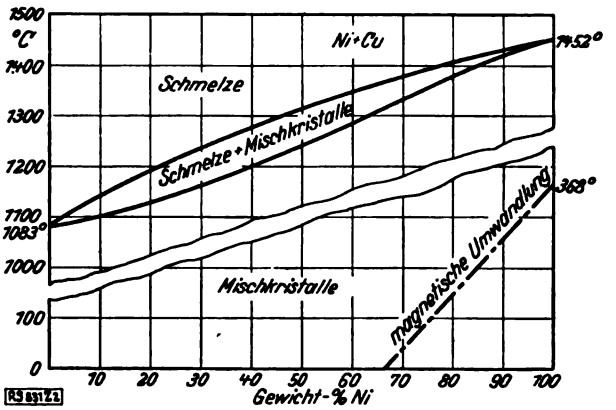


Abb. 2. Zustandschaubild der Nickel-Kupferlegierungen.

magnetischen „Umwandlungs"punkt des Nickels ausgehend, bei etwa 41,5% Ni den absoluten Nullpunkt erreicht und das ferromagnetische von dem paramagnetischen Gebiet trennt. Nach den Messungen Krupkowskis entbehrt die von Gans und Fonseca[2] auf Grund magnetischer Messungen vertretene Auffassung, daß zwischen 45% und 50% Ni eine Mischungslücke besteht, jeder Voraussetzung. Zu der Annahme einer Verbindung CuNi (48,0% Ni)[3] liegt ebenfalls keine Veranlassung vor[4].

c) Nickel—Zink.

Das Zustandschaubild des Systems Ni-Zn im Bereich von 50 bis 100% Zn wurde von V. Tafel[5] auf Grund thermischer und mikroskopischer Untersuchungen aufgestellt. Die Herstellung Ni-reicherer Schmelzen ist wegen der starken Annäherung des Siedepunktes dieser Legierungen an ihren Schmelzpunkt nicht möglich. Der annähernde Verlauf der Liquidus- und Soliduskurve zwischen 0 und 50% Zn, sowie der Sättigungsgrenze des α-Mischkristalls wurde von Tafel durch Extrapolation aus dem ternären System Ni-Zn-Cu gewonnen[6]. Das in Abb. 3 dargestellte Schaubild weicht insofern von dem von Tafel gegebenen ab, als Tafel bei der Zusammensetzung $NiZn_3$ (76,97% Zn) einen maximalen Erstarrungspunkt fand und demnach die Horizontale bei 873° für eine Eutektikale hielt. Die von Tafel gefundene Höchsttemperatur 876° liegt jedoch nur um 2 bis 4° höher, als die am häufigsten festgestellten Temperaturen der Horizontalen, so daß

[1] Vgl. auch A. C. Sturney: Met. Ind. (London) Bd. 33, S. 485 bis 488. 1928.

[2] O. Bauer und M. Hansen: Der Aufbau der Kupfer-Zinklegierungen, eine Monographie. Berlin: Julius Springer 1927. Desgl. als Sonderheft IV der Mitteilungen aus dem Materialprüfungsamt und dem Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung zu Berlin-Dahlem erschienen. Daselbst ausführliche Literaturangaben. Vgl. ferner Z. Metallkunde Bd. 19, S. 423 bis 434. 1927.

[3] H. Gautier: Bull. Soc. d'Encour. Bd. 1, S. 1309 bis 1310. 1896; Comptes Rendus Bd. 123, S. 173 bis 174. 1896; C. T. Heycock und F. H. Neville: Phil. Trans. Roy. Soc. Bd. 189 (A), S. 69. 1897; W. Guertler und G. Tammann: Z. anorg. Chem. Bd. 52, S. 25 bis 29. 1907; N. S. Kurnakow und S. F. Zemczuzny: Z. anorg. Chem. Bd. 54, S. 151 bis 155. 1907; J. Russ. Phys. Chem. Ges. Bd. 39, S. 211 bis 229. 1907; V. E. Tafel: Metallurgie Bd. 5, S. 348 bis 349. 1908.

[4] W. Guertler und G. Tammann: a. a. O.; N. S. Kurnakow und S. F. Zemczuzny: a. a. O.; A. Krupkowski: Rev. Mét. Bd. 26, S. 203 bis 206. 1929.

[5] E. C. Bain: Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 68, S. 635 bis 636. 1923; E. A. Owen und G. D. Preston: Proc. Phys. Soc. London Bd. 36, S. 28 bis 29. 1923; H. Lange: Ann. Phys. Bd. 76, S. 482 bis 484. 1925; A. Sacklowski: ebenda Bd. 77, S. 260 bis 264. 1925; S. Holgersson: ebenda Bd. 79, S. 46 bis 49. 1926; L. Vegard und H. Dale: Z. Krist. Bd. 67, S. 148 bis 161. 1928; S. Pienkowski: siehe bei A. Krupkowski: Rev. Mét. Bd. 26, S. 206 bis 207. 1929.

[1] A. Krupkowski: Rev. Mét. Bd. 26, S. 131 bis 153; 193 bis 208. 1929.

[2] R. Gans und A. Fonseca: Ann. Phys. Bd. 61, S. 742 bis 752. 1920.

[3] P. Chevenard: Chaleur et Ind. Bd. 4 Juli 1923; J. Inst. Metals Bd. 36, S. 53 bis 62. 1926.

[4] A. Krupkowski: a. a. O.

[5] V. E. Tafel: Metallurgie Bd. 4, S. 781 bis 785. 1907; Bd. 5, S. 413 bis 414, 428 bis 430. 1908.

[6] Die Extrapolation ergibt ein Bild von der Form, die dieser Teil des Schaubildes haben würde, wenn die Legierungen unter Atmosphärendruck darstellbar wären.

Digitized by Google

mit mindestens gleicher Berechtigung eine Peritektikale anzunehmen ist[1], zumal das von Tafel als Eutektikum angesehene Gefüge der Legierung mit 72,5% Zn unzweifelhaft ein Entmischungsgefüge ist. Durch den in Abb. 3 hypothetisch eingezeichneten Verlauf der Grenze der Ni-reichen γ-Mischkristalle ist diesem letzteren Umstand Rechnung getragen[2]. Die sich in den Legierungen mit weniger als 60% Zn nach beendeter Erstarrung abspielenden Vorgänge sind ebenfalls rein hypothetisch gedeutet. Nach den von Tafel über die Reaktion bei 780° gefundenen Daten[3] nimmt Bornemann[4] „mit größtem Vorbehalt" die Bildung der Verbindung NiZn (52,70% Zn) nach der Gleichung $\alpha + \beta \rightleftarrows$ NiZn an, während Guertler[5] eine polymorphe

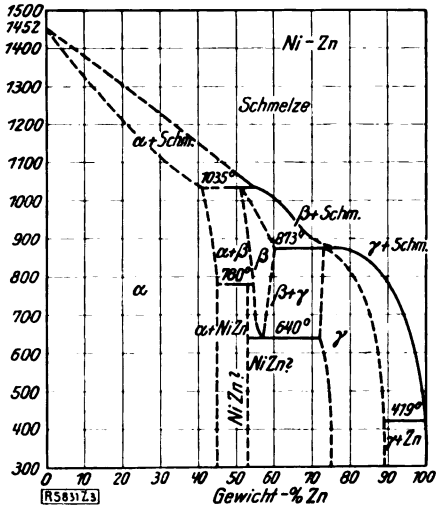


Abb. 3. Zustandschaubild der Nickel-Zinklegierungen.

Umwandlung der Kristallart NiZn, die sich nach seiner Vermutung bei 1035° durch die peritektische Reaktion α + Schmelze $\rightleftarrows$ NiZn bilden soll, für möglich hält. Die erstere Deutung erscheint als die zwanglosere.

Der Teil des Zustandschaubildes zwischen 0 und 20% Ni wurde von Voß[6] — von geringeren Unterschieden in quantitativer Hinsicht abgesehen — bestätigt. Der Schmelzpunkt des Zinks wird nur außerordentlich wenig erniedrigt, was auch in Übereinstimmung mit den älteren Messungen von Heycock und Neville[7] steht. Die Horizontale bei etwa 419° ist also eine Eutektikale, die bis etwa 11% Ni reicht. Nach Peirce[1] ist der eutektische Punkt zwischen 0,12 und 0,25% Ni zu suchen. Für die von Vigouroux und Bourbon[2] angenommenen Verbindungen $NiZn_4$ (81,67% Zn) und Ni_3Zn (27,08% Zn) und die von Charrier[3] vermutete Verbindung $NiZn_9$ (90,93% Zn) fehlt im Zustandschaubild jede Voraussetzung.

Neuerdings hat Hafner[4] den Aufbau der Nickel-Zinklegierungen thermisch und mikroskopisch untersucht. Die Arbeit kann jedoch keinen Anspruch machen, die Lösung der noch offenen Fragen gebracht zu haben, da der größte Teil der von Hafner angenommenen Kurven nicht hinreichend experimentell gestützt ist und das entworfene Schaubild (Abb. 4) zum Teil in Widerspruch zu den Gesetzen der heterogenen Gleichgewichtslehre steht. Auf eine nähere Besprechung der Hafnerschen Arbeit muß in diesem Zusammenhang verzichtet werden.

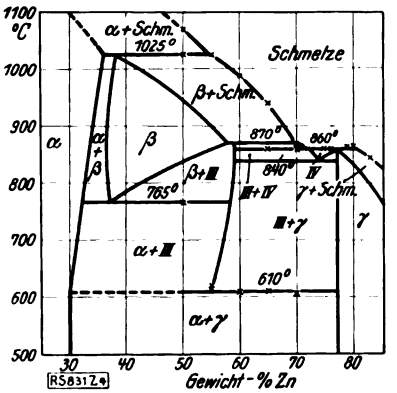


Abb. 4. Teil des Zustandschaubildes der Nickel-Zinklegierungen nach Hafner, mit den von Hafner gefundenen thermischen Daten (×)

Frühere Untersuchungen über das Dreistoffsystem[5].

Tafel[6] hat das ganze Dreistoffsystem thermisch untersucht. Es wurden Schnitte für konstante Kupfergehalte von 86,7, 80,0, 73,3, 67,7, 60,0, 53,3% usw. und für konstante Nickelgehalte von 6,7, 13,3, 20,0, 26,7, 33,3% usw. durch das Konzentrations-Temperaturmodell gelegt und mit Hilfe von Abkühlungskurven[7] die Temperaturen des Beginns und des Endes der Erstarrung, sowie der Reaktion zwischen Kristallen und Schmelze bestimmt. Die Gleichgewichtsverhältnisse nach beendeter Erstarrung wurden nicht untersucht.

Zur Bewertung der Tafelschen Ergebnisse sind folgende Angaben von Tafel unerläßlich. Da sich herausstellte, daß die Ni-Zn-Cu-Legierungen zum Teil stark seigern, „ergab ein auf Grund der Analysenergebnisse konstruiertes Raumschaubild ein ganz unmögliches und offenbar falsches Bild, so daß von einer Verwertung

[1] Die Liquiduskurve und die Horizontale werden im Bereich von 73 bis 79% sehr nahe beieinander liegen, so daß die beiden thermischen Effekte — wie auch aus Tafels Angaben zu entnehmen ist — nur schwer getrennt beobachtet werden können.

[2] Damit in Übereinstimmung ist die Tatsache, daß Tafel auf den Abkühlungskurven der Legierungen mit 70 bis 77% Zn keine Haltepunkte bei 640° fand.

[3] Das Gefüge einer oberhalb 780° abgeschreckten und einer langsam erkalteten Legierung zeigte allerdings keine Unterschiede nach Tafel.

[4] K. Bornemann: Metallurgie Bd. 7, S. 94 bis 95. 1910, und: Die binären Metallegierungen. Halle a. S.: W. Knapp 1909.

[5] W. Guertler: Metallographie Bd. 1, S. 445 bis 452. Berlin: Gebr. Borntraeger 1912.

[6] G. Voss: Z. anorg. Chem. Bd. 57, S. 67 bis 69. 1908.

[7] C. T. Heycock und F. H. Neville: J. Chem. Soc. Bd. 71, S. 403. 1897.

[1] W. M. Peirce: Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 68, S. 776 bis 777. 1923.

[2] E. Vigouroux und A. Bourbon: Bull. Soc. Chim. France Bd. 9, S. 873. 1911.

[3] P. Charrier: C. r. Assoc. Sci. Bd. 47, S. 330 bis 333. 1924.

[4] H. Hafner: Doktorarbeit. Freiberg i. Sa. 1927.

[5] Es werden nur die Arbeiten berücksichtigt, in denen die Konstitution der ternären Ni-Zn-Cu-Legierungen ohne einen absichtlich zugesetzten Gehalt an anderen Metallen untersucht wurde.

[6] V. E. Tafel: Metallurgie Bd. 5, S. 414 bis 428. 1908.

[7] Die Einwaage der Schmelzen betrug 30 g.

Digitized by Google

desselben im weiteren Verlauf der Arbeit abgesehen werden mußte. Es mußte also die Zusammensetzung der Schmelzen aus der Einwaage und Auswaage berechnet werden. Eine eingetretene Gewichtsverminderung wurde der Verdampfung von Zink zugeschrieben. Auf Grund der so gewonnenen Werte konnte ein befriedigendes Raumschaubild konstruiert werden."

In den Abb. 5 bis 11 sind einige der von Tafel gezeichneten Schnittschaubilder wiedergegeben, die für konnten nur in wenigen Fällen thermisch festgestellt werden. Die Temperaturen dieser Reaktionen entsprechen sicher nicht Gleichgewichtszuständen.

Die Schnittschaubilder für konstante Kupfergehalte (Abb. 8 bis 11) lassen den steilen Anstieg der Temperaturen des Beginns der Erstarrung vom Zn-Cu-System zum Ni-Cu-System und die Verschiebung der peritektischen Reaktion mit fallendem Kupfergehalt (d. h. von Abb. 8 nach Abb. 11) zu höheren Nickelgehalten erkennen.

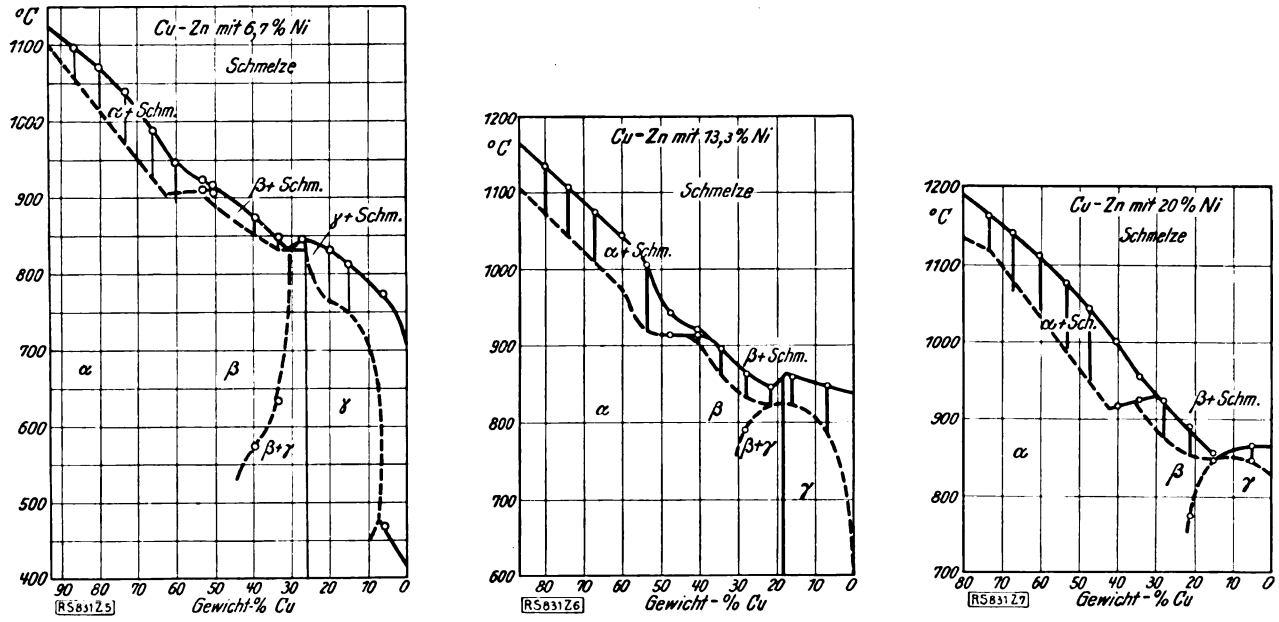


Abb. 5 bis 7. Schnittschaubilder für konstanten Nickelgehalt (nach V. Tafel).

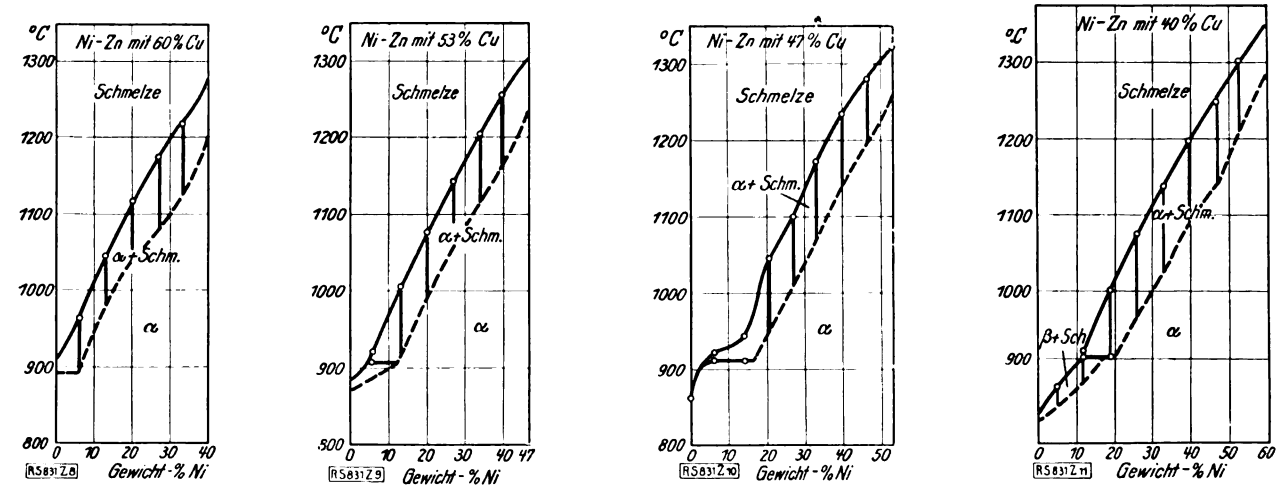


Abb. 8 bis 11. Schnittschaubilder für konstanten Kupfergehalt (nach V. Tafel).

das Verständnis der Ausführungen im Abschnitt „Eigene Untersuchungen" notwendig sind. Den eingezeichneten Kreisen entsprechen Knicke auf den Abkühlungskurven.

Aus den Schnittschaubildern für konstante Nickelgehalte (Abb. 5 bis 7) geht hervor, daß die peritektische Reaktion des Zn-Cu-Systems α + Schmelze $\rightleftarrows \beta$ (bei 905 °) durch Nickelzusatz nur wenig zu höheren Temperaturen und mit zunehmendem Nickelgehalt stark zu kupferärmeren Konzentrationen verschoben wird. Die Temperaturen des Endes der Erstarrung sind durch einen gestrichelten Kurvenzug miteinander verbunden. Die zu erwartenden Reaktionen im festen Zustande

In Abb. 12 ist die Projektion ABCDA der von Tafel angegebenen Fläche der peritektischen Reaktion α + Schmelze $\rightleftarrows \beta$ auf die Konzentrationsebene wiedergegeben. Diese Fläche stellt ein schmales Band dar, das sich im Konzentrations-Temperaturraum vom Zn-Cu-System (905 °) zum Ni-Zn-System (1035 °) erstreckt und mit zunehmendem Nickelgehalt zunächst gering (Abb. 5 bis 7), bei Nickelgehalten über etwa 30% jedoch stärker ansteigt.

Den Verlauf der nach den peritektischen Reaktionen β + Schmelze $\rightleftarrows \gamma$ im Zn-Cu-System (bei 833 °) und im Ni-Zn-System (bei 873 °) zu erwartenden Fläche hat Tafel nicht festgestellt. Die Projektion EFGHE

Digitized by Google

dieser Reaktionsfläche auf die Konzentrationsebene ist in Abb. 12 angedeutet.

Die im System Ni-Zn (Abb. 3) im festen Zustande auftretenden Reaktionen bei 780° (Bildung der Verbindung NiZn aus α- und β-Kristallen) und 640° (eutektoidischer Zerfall der β-Mischkristalle in NiZn und γ) werden auch in einem gewissen Konzentrationsgebiet der Dreistofflegierungen vor sich gehen. Die von Tafel gefundenen thermischen Effekte reichen jedoch bei weitem nicht aus, den Verlauf der Umwandlungsflächen annähernd festzulegen und die Natur der Umwandlungen aufzuklären. Eine eingehende Darstellung der von Tafel gegebenen Deutungen erübrigt sich daher in diesem Zusammenhang[1].

Der Einfluß von Nickelzusätzen auf das Gefüge der Messinglegierungen wurde von Guillet[2] untersucht. In der ersten Untersuchung wurden 2 Reihen von Legierungen mit konstanten Kupfergehalten von im Mittel 49,4 und 55,2% und steigenden Nickelgehalten von 0,5,

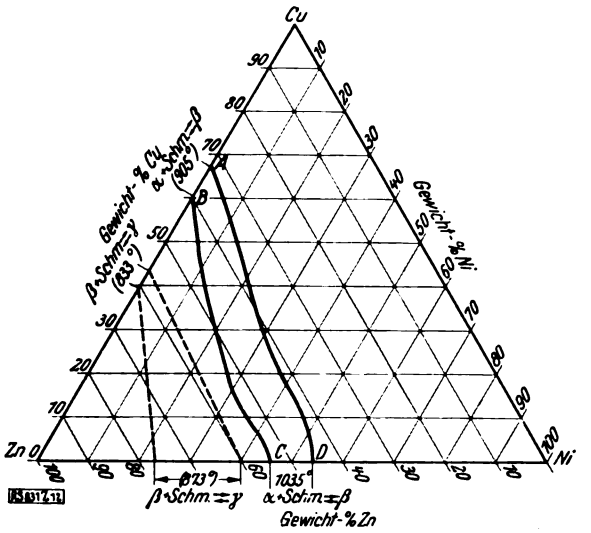


Abb. 12. Der Verlauf der Flächen der peritektischen Reaktionen α + Schmelze $\rightleftarrows \beta$ und β + Schmelze $\rightleftarrows \gamma$ im Dreistoffsystem Ni – Zn – Cu.

leren Gleichwertigkeitskoeffizienten von —1,3 die Abweichungen zwischen berechnetem und mikroskopisch bestimmtem scheinbaren Kupfergehalt sehr groß werden können; bei einigen Legierungen ist der berechnete scheinbare Kupfergehalt um mehr als 15% Cu größer als der mikroskopisch bestimmte. Berechnet man den Gleichwertigkeitskoeffizienten aus den jeweils bestimmten scheinbaren Kupfergehalten, so erhält man Werte, die zwischen —0,9 und —1,2 schwanken, und zwar ist der Gleichwertigkeitskoeffizient um so kleiner, je niedriger der Kupfergehalt der Legierung ist. Es ist klar, daß die Verwendung eines derartig wechselnden Koeffizienten als Handhabe für die Auffindung des mutmaßlichen Gefüges eines Nickelmessings wertlos ist.

Berechnet man die dem Gleichwertigkeitskoeffizienten zugrunde liegenden α $(\alpha+\beta)$- und β $(\alpha+\beta)$-Löslichkeitsisothermen (für Raumtemperatur) mit Hilfe der Koeffizienten —0,9 und —1,3, so erhält man die in Abb. 13 gezeichneten Geraden. Man sieht, daß die

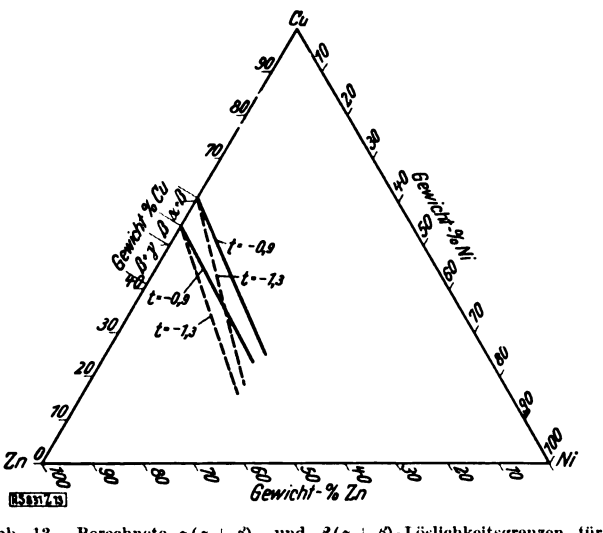


Abb. 13. Berechnete $\alpha(\alpha+\beta)$- und $\beta(\alpha+\beta)$-Löslichkeitsgrenzen für Raumtemperatur bei Zugrundelegung eines Gleichwertigkeitskoeffizienten von —0,9 (- —) und —1,3 (- - - -).

1,0, 2,0, 5,0 und 10,0% hergestellt (Kokillenguß) und zwecks Feststellung des Gleichwertigkeitskoeffizienten[3] 2 St. bei 750° geglüht und darauf mikroskopisch geprüft. Der Gleichwertigkeitskoeffizient wurde zu etwa —1,3 ermittelt[4]. Der scheinbare Kupfergehalt einer Dreistofflegierung ist also größer als der tatsächliche: das $(\alpha+\beta)$-Gebiet der Zink-Kupferlegierungen wird zu kupferärmeren Konzentrationen verschoben.

In der zweiten Arbeit wurden die Gefügeuntersuchungen auf kupferärmere Legierungen mit Nickelgehalten zwischen 10 und etwa 30% ausgedehnt. Dabei stellte sich heraus, daß unter Zugrundelegung des mitt-

beiden zueinandergehörigen Grenzlinien stark konvergieren. Der Grund für die Unzulänglichkeit eines gleichen und über ein größeres Konzentrationsgebiet konstanten Gleichwertigkeitskoeffizienten ist also darin zu suchen, daß in Wirklichkeit die Löslichkeitsisothermen nicht konvergieren, und daß sie keine geraden Linien sind. Bei kleinen Nickelzusätzen ist die durch den Gleichwertigkeitskoeffizienten ausgedrückte Beziehung zwischen scheinbarem und tatsächlichem Kupfergehalt nur deshalb erfüllt, weil hier die Löslichkeitsisothermen in erster Annäherung als gerade Linien aufzufassen sind und die Konvergenz der Geraden noch keine so große Rolle spielt, wie bei höheren Nickelgehalten.

In der Abb. 14 haben wir die Zusammensetzungen der von Guillet untersuchten Legierungen in die Konzentrationsebene des Dreistoffsystems eingetragen und das Ergebnis der Guilletschen Gefügebeobachtungen durch verschiedene Zeichen dargestellt. Die gestrichelt gezeichneten Linien sind die danach sich ergebenden Grenzkurven zwischen dem β- und $(\alpha+\beta)$- und dem α- und $(\alpha+\beta)$-Gebiet. Diese Kurven können nur den annähernden Verlauf der Grenzen wiedergeben, da die

[1] Siehe den Teil „Eigene Untersuchungen" dieser Arbeit.

[2] L. Guillet: Rev. Mét. Bd. 10, S. 1130 bis 1141. 1913; Bd. 17, S. 484 bis 493. 1920; Bd. 22, S. 383 bis 394. 1925.

[3] O. Bauer und M. Hansen: Z. Metallkunde Bd. 21, S. 146. 1929; Mitt. d. dtsch. Materialprüfungsanstalten, Sonderheft IX, S. 3. 1929.

[4] Der mit Hilfe dieses mittleren Koeffizienten berechnete scheinbare Kupfergehalt ist in manchen Fällen um 4,5 bis 5% Cu kleiner als der von Guillet an den hergestellten ternären Legierungen mikroskopisch bestimmte.

Digitized by Google

von Guillet angewendete Wärmebehandlung nicht eindeutig definiert ist und sicher nicht zum Gleichgewichtzustand geführt hat[1].

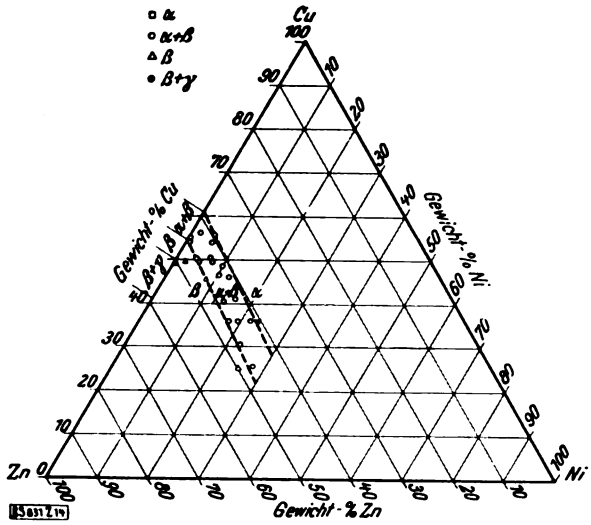


Abb. 14. Das Ergebnis der Gefügeuntersuchungen von Guillet an Ni-Zn-Cu-Legierungen (1913, 1920).

In einer dritten Arbeit berichtet Guillet über Untersuchungen an 3 Legierungen, deren Zusammensetzungen in Zahlentafel 1 wiedergegeben sind.

Zahlentafel 1. Zusammensetzung der von Guillet untersuchten Legierungen.

Leg. Nr.	% Cu	% Ni	% Zn	% Pb	% Fe
I (Kokillenguß) .	33,16	25,97	39,82	0,1	0,91
II (Sandguß) . . .	40,70	23,83	35,05	Spuren	0,34
III (Sandguß) . . .	25,55	31,31	42,44	„	0,39

Die Legierungen I und II, die nach Abb. 14 in das Gebiet der α-Mischkristalle fallen, bestehen im gegossenen und bei 850° abgeschreckten Zustand aus Mischkristallen. Nach langsamem Erkalten beobachtete Guillet jedoch ein eutektoidähnliches Gefüge. Die Legierung III[2], die nach Abb. 14 aus α- und β-Kristallen aufgebaut sein muß, besteht nach der Guilletschen Auslegung der Gefügebilder im geglühten Zustand (?) aus 2 Bestandteilen (offenbar sind die α- und β-Kristallarten gemeint), „die durch Anhäufungen einer dritten Kristallart voneinander getrennt sind." Die langsam erkalteten Proben zeigten eigenartige „nadelige" Gefügeausbildung[3].

In Anschluß an die Arbeiten Guillets untersuchte Ostroga[4] die in Zahlentafel 2 angegebenen Legierungen, deren Zusammensetzungen nach Abb. 14 in das $(\alpha+\beta)$-Gebiet fallen, was durch die Gefügebilder bestätigt wird[5].

Zahlentafel 2. Zusammensetzung der von Ostroga untersuchten Legierungen.

Leg.	% Cu	% Ni	% Zn	% Pb
A	50,42	6,25	42,90	0.17
B	44,70	10,34	44,10	0,21
C	39,65	14,75	45,20	0,17

Zur Prüfung von Guillets Ergebnissen hinsichtlich des Gefüges der Nickelmessinge und des Gleichwertigkeitskoeffizienten des Nickels untersuchten Price und Grant[1,2] eine große Anzahl Legierungen, deren Zusammensetzungen (Analysenwerte) der Abb. 15 zu entnehmen sind. Die Legierungen wurden — soweit möglich — gewalzt und darauf 3 St. bei 600° bzw. 800° geglüht und abgeschreckt. Die mikroskopische Prüfung führte zur Festlegung der in der Abb. 15 und 16 wiedergegebenen $\alpha(\alpha+\beta)$- und $\beta(\alpha+\beta)$-Löslichkeitsisothermen.

Nach Price und Grant schwankt der Gleichwertigkeitskoeffizient zwischen den Werten —0,91 und —1,33. Bei Verwendung des Mittelwertes —1,1 erhält man den scheinbaren Kupfergehalt der bei 800° bzw. 600° aus α- und β-Kristallen bestehenden Ni-Zn-Cu-Legierungen mit einiger Genauigkeit.

Smalley[3] veröffentlichte einige Gefügebilder von gegossenen Ni-Zn-Cu-Legierungen mit konstantem Cu-Gehalt von 59% und steigenden Nickelgehalten von 1, 2 und 4%, aus denen hervorgeht, daß die Menge der β-Kristalle mit zunehmendem Nickelgehalt sehr stark abnimmt (vgl. Abb. 14).

Faßt man die Ergebnisse der bisherigen Untersuchungen über den Aufbau der Nickelmessinge zusammen, so ist zu sagen, daß

1. durch die Arbeit von Tafel die Erstarrungsverhältnisse in den Ni-Zn-Cu-Legierungen aufgeklärt sind, und
2. nach der Arbeit von Price und Grant die Löslichkeitsisothermen für 800° und 600° bekannt sind.

Die vorliegende Untersuchung hatte sich vornehmlich mit der Festlegung der von dem Zn-Cu-System ausgehenden $\alpha(\alpha+\beta)$- und $\beta(\alpha+\beta)$-Löslichkeitsflächen durch Ausarbeitung von Vertikalschnittschaubildern zu befassen. Erst die Kenntnis der Löslichkeitsänderungen mit der Temperatur gestattet einen Einblick in die möglichen Gefügeänderungen der ternären Nickelmessinge.

Die Lage des untersuchten Konzentrationsbereiches abcd im ternären System geht aus Abb. 17 hervor. Man sieht, daß die Zusammensetzungen der meisten tech-

[1] Der der $\beta(\alpha+\beta)$-Grenzkurve entsprechende Gleichwertigkeitskoeffizient würde etwa —0,95 sein.

[2] Der scheinbare Kupfergehalt dieser aus α- und β-Kristallen bestehenden Legierung ist nach Guillet 92,6% (!) ($t = -1{,}3$).

[3] Das von uns ausgearbeitete Zustandsschaubild gestattet eine einwandfreie Deutung der Guilletschen Gefügebilder (vgl. den Teil „Eigene Untersuchungen").

[4] F. M. Ostroga: Rev. Mét. Bd. 22, S. 776 bis 786. 1925.

[5] Guillet und Ostroga haben mit den in den Zahlentafeln 1 und 2 angegebenen Legierungen teils Differential-Erhitzungs- und Abkühlungskurven, teils Dilatometerkurven aufgenommen, aus denen hervorgehen dürfte, daß es sich bei den im festen Zustande auftretenden Reaktionen nur um Löslichkeitsänderungen handeln kann. Wegen der großen Abhängigkeit derartiger Vorgänge (Ausscheidung bzw. Lösung einer Kristallart) vom Wärmefluß ist eine Bestimmung der Gleichgewichtstemperaturen auf thermischem und dilatometrischem Wege nicht möglich.

[1] W. B. Price und C. G. Grant: Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 70, S. 328 bis 341. 1924.

[2] Von dieser Arbeit erhielten wir erst nach Abschluß unserer experimentellen Arbeiten Kenntnis.

[3] O. Smalley: Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 73, S. 802 bis 805. 1926.

Digitized by Google

nischen Neusilberlegierungen (innerhalb mnop) außerhalb dieses Gebietes und weit innerhalb des α-Mischkristallgebietes liegen.

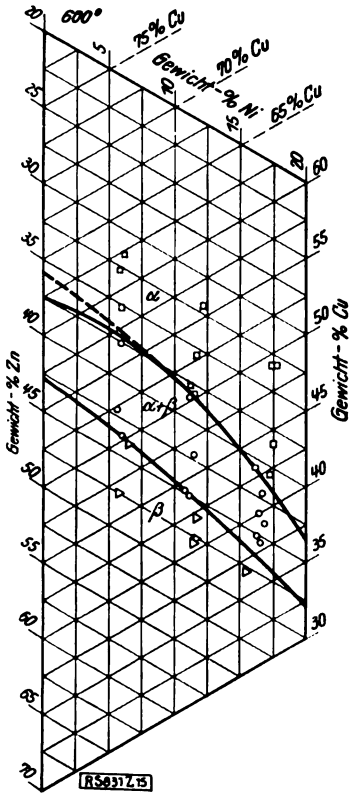


Abb. 15. Die $\alpha(\alpha+\beta)$- und $\beta(\alpha+\beta)$-Grenzkurven bei 600° im System Ni–Zn–Cu nach Price und Grant, 1924.

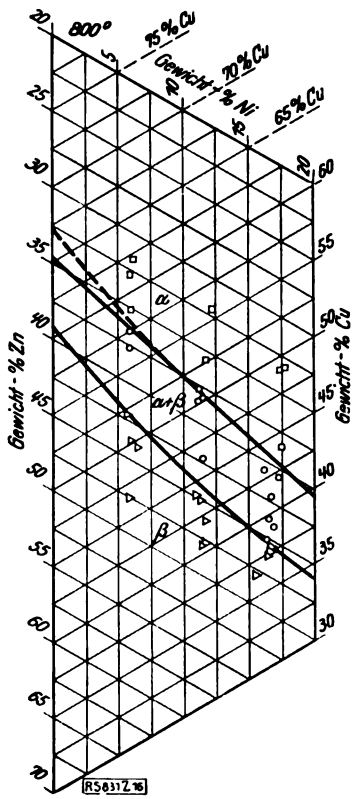


Abb. 16. Die $\alpha(\alpha+\beta)$- und $\beta(\alpha+\beta)$-Grenzkurven bei 800° im System Ni–Zn–Cu nach Price und Grant, 1924.

Zeichenerklärung wie Abb. 14.

Eigene Untersuchungen.

a) Experimentelles[1].

Die für die Feststellung der Gleichgewichtskurven nach dem Abschreckverfahren verwendeten Legierungen wurden aus reinstem Zink „Kahlbaum"[2], Elektrolytkupfer[3] und Elektrolytnickel[3] in Porzellantiegeln unter einer Boraxdecke erschmolzen und zu Vierkantstäben von 12×12 mm Querschnitt in eine schwach vorgewärmte Eisenkokille von 15 mm Wanddicke vergossen. 0,5% Zn wurden bei der Einwaage (200 g) als Abbrand in Rechnung gesetzt.

Die Glühungen wurden in horizontalen Röhrenöfen ohne Anwendung einer neutralen oder reduzierenden Atmosphäre ausgeführt[4] (Wärmebehandlungen vgl. Zahlentafel 6). Bei längerer Glühdauer war eine Temperaturkonstanz von etwa $\pm 2°$ bis $\pm 5°$ durch Anwendung eines Temperaturreglers gewährleistet. Zur Temperaturmessung dienten Platin/Platin-Rhodium-Thermoelemente.

Die Abkühlungskurven (Zeit-Temperaturkurven) wurden durch subjektive Beobachtung am Millivoltmeter aufgenommen; die Schmelze wurde dabei im Ofen erkalten gelassen.

In allen gegossenen Legierungen wurde der Nickel- und Kupfergehalt bestimmt. Da der ausschließlich an der Oberfläche auftretende Zinkverlust bei kurzer Glühdauer nur sehr gering ist[1], wurden die Proben nach der Wärmebehandlung nicht abermals analysiert. Die mikroskopische Prüfung wurde überdies auf einer Fläche ausgeführt, die mindestens 2 mm unterhalb der Oberfläche lag.

Zum Entwickeln des Feingefüges der Schliffe dienten ammoniakalische Kupferammoniumchloridlösung, 20proz. Ammoniumpersulfatlösung und salzsaure Eisenchloridlösung.

b) Thermische Untersuchung.

Thermische Untersuchungen wurden nur in sehr geringem Umfang ausgeführt, da die Erstarrungsvorgänge in den Dreistofflegierungen des Systems Ni-Zn-Cu durch die Arbeit von Tafel bekannt sind. Vor allem kam es darauf an, über die Größe des Temperaturintervalles, innerhalb dessen die peritektische Umsetzung zwischen α-Kristallen und Schmelze unter Bildung von β-Kristallen stattfindet, Aufschluß zu bekommen. Zur Vervollständigung der mit Hilfe mikro-

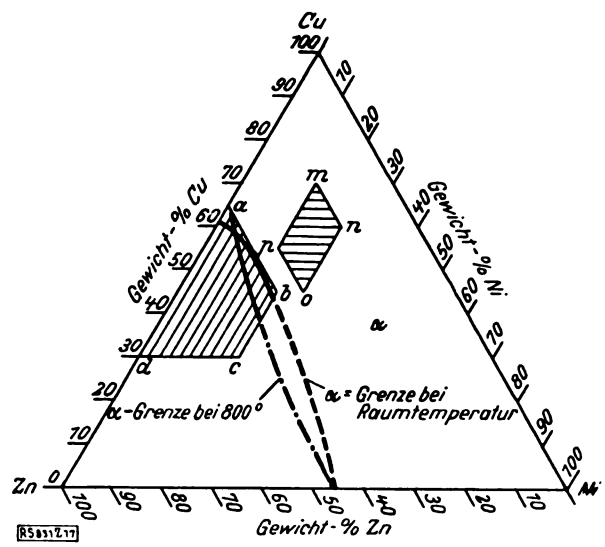


Abb. 17. Die Lage des ausgearbeiteten Gebietes *abcd* im Konzentrationsdreieck. *mnpo* ist das Gebiet der Neusilberlegierungen. Legierungen, deren Zusammensetzungen in das Gebiet rechts von der α-Grenze fallen, bestehen aus α-Mischkristallen.

[1] Ein Teil der experimentellen Arbeiten lag in Händen von Frl. Irmgard Gabrich, Metallographin, der für ihre Mitarbeit gedankt dei.

[2] Für die Herstellung der Legierungen 3850 bis 34200 (Zahlentafel 5) wurde ein etwas weniger reines Zink (Zink I von Kahlbaum) verwendet, wodurch der Eisengehalt dieser Legierungen etwas erhöht ist.

[3] Der Mansfeld A.-G. für Bergbau und Hüttenbetrieb, Eisleben, und der Berg-Heckmann-Selve A.-G. Zweigniederl. Basse & Selve, Altena i. Westf., sei auch an dieser Stelle für die kostenlose Überlassung des Kupfers bzw. Nickels bestens gedankt.

[4] O. Bauer und M. Hansen: Der Aufbau der Kupfer-Zinklegierungen. S. 85. Berlin: Julius Springer 1927; ferner Z. Metallkunde Bd. 21, S. 424. 1927.

[1] O. Bauer und M. Hansen: Der Aufbau der Kupfer-Zinklegierungen. S. 91, 94, 96f., 99, 103, 106, 108f., 111f., 115. Berlin: Julius Springer 1927.

Digitized by Google

skopischer Untersuchungen ausgearbeiteten Schnittdiagramme für konstante Nickelgehalte von 5% und 10% wurden von den in Zahlentafel 3 angeführten Schmelzen (100 g Einwaage) Abkühlungskurven aufgenommen.

Zahlentafel 3.
Sollzusammensetzung der Legierungen des Systems Ni-Zn-Cu für die thermische Untersuchung.

Leg.	% Ni	% Zn	% Cu	Leg.	% Ni	% Zn	% Cu	Leg.	% Ni	% Zn	% Cu
6150	5,0	34,0	61,0	5450	5,0	41,0	54,0	51400	10,0	36,0	54,0
6050	5,0	35,0	60,0	5250	5,0	43,0	52,0	52100	10,0	38,0	52,0
5850	5,0	37,0	58,0	4050	5,0	55,0	40,0	50100	10,0	40,0	50,0
5650	5,0	39,0	56,0	3850	5,0	57,0	38,0	48100	10,0	42,0	48,0
5550	5,0	40,0	55,0	3650	5,0	59,0	36,0	46100	10,0	44,0	46,0

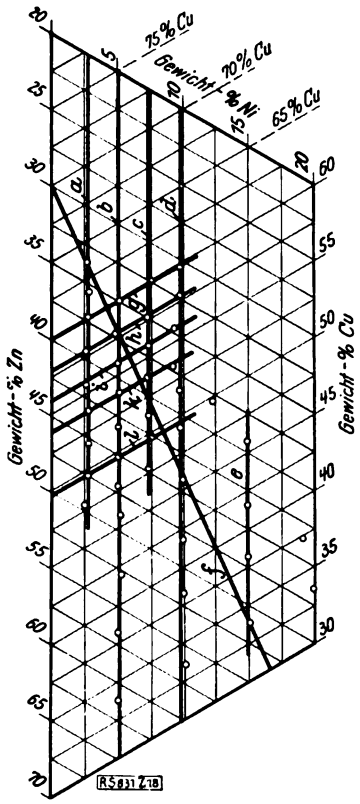


Abb. 18. Die Lage der Legierungen und Schnitte in der Konzentrationsebene.

Das Ergebnis der thermischen Analyse ist der Zahlentafel 4 und den Abb. 20 und 22 zu entnehmen. Daraus geht — in Übereinstimmung mit den Bestimmungen von Tafel — hervor, daß die peritektische Umsetzung bei Temperaturen beginnt, die sich nur wenig von der entsprechenden Temperatur im Zn-Cu-System (905°) unterscheiden. Zunehmender Ni-Gehalt erhöht die peritektische Temperatur. Die Reaktion erfolgt in einem sehr engen Temperaturbereich; die Abkühlungskurven zeigen eine haltepunktartige Verzögerung.

c) Die Schnittschaubilder.

Die Ausarbeitung des in Abb. 17 angedeuteten Konzentrationsbereiches abcd des Dreistoffsystems erfolgte mit Hilfe mehrerer Schnitte für konstante Nickelgehalte von 2,5%, 5%, 7,5%, 10% und 15%. Innerhalb dieser Schnitte nimmt der Kupfergehalt um gleiche Beträge ab, so daß sich die gewonnenen Ergebnisse auch als

Zahlentafel 4. Thermische Werte für die Erstarrung der Legierungen im System Ni-Zn-Cu.

Leg.	Temperatur in °C: des Beginns der Erstarrung	des Beginns der Reaktion α + Schmelze $\rightleftarrows \beta$	des Endes der Reaktion α + Schmelze $\rightleftarrows \beta$	des Endes der Erstarrung
6150	954	902	900	900
6050	945	902	901	901
5850	925	901	895	895
5650	913	907	904	904
5550	906	—	—	897
5450	901	—	—	894
5250	893	—	—	876
4050	859	—	—	848
3850	853	—	—	842
3650	847	842[1]	839[1]	839
54100	960	901	895	895
52100	951	912	910	910
50100	939	912	908	908
48100	921	913	?	?
46100	911	—	—	899

Schnitte für konstante Kupfergehalte auswerten lassen. Die Zusammensetzungen der Legierungen sind in Zahlentafel 5 angegeben; ihre Lage, sowie die der in den Abb. 19 bis 26 wiedergegebenen Schnitte a bis l in der Konzentrationsebene zeigt Abb. 18. Die Zusammensetzung der Legierungen weicht nur in sehr wenigen Fällen etwas stärker von der beabsichtigten Zusammensetzung ab. Die Abweichung von den Nickel- bzw. Kupfermittelwerten, für die die Schnittschaubilder gezeichnet wurden, ist meist kleiner als $\pm 0{,}2\%$.

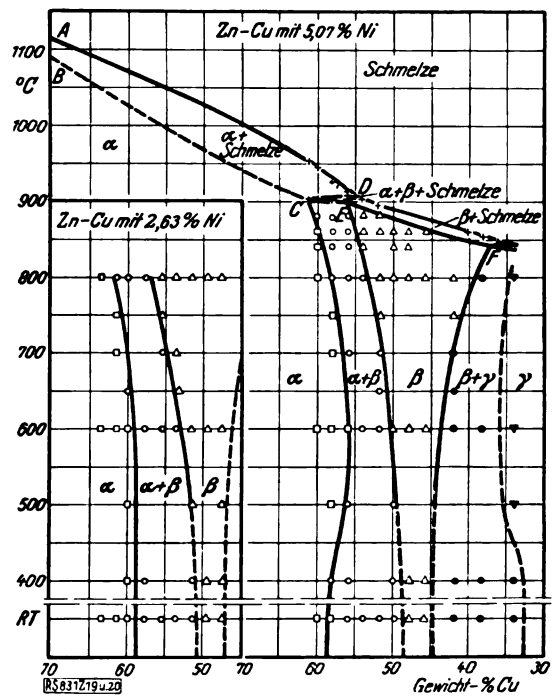


Abb. 19 und 20. Schnittschaubilder für konstanten Nickelgehalt von 2,63% (Schnitt a) und 5,07% (Schnitt b).

Die in den Schnittschaubildern eingezeichneten Zustandspunkte wurden durch mikroskopische Prüfung geglühter und darauf abgeschreckter Probestücke gewonnen. Die Wärmebehandlungen sind der Zahlentafel 6 zu entnehmen.

[1] Diese Temperatur entspricht der Reaktion $\beta' + \text{Schmelze} \rightleftarrows \gamma$.

Digitized by Google

Zahlentafel 5. Zusammensetzung der gegossenen Legierungen.

Nr.	Leg.	Beabsichtigte Zusammensetzung % Ni	% Zn	% Cu	Analyse % Fe	% Ni	% Cu	% Zn (Diff.)
1	6425	2,5	33,5	64,0	0,03	2,60	63,58	33,79
2	6225	2,5	35,5	62,0	0.03	2,80	61,49	35,68
3	6025	2,5	37,5	60,0	0,03	2,59	59,98	37,40
4	6050	5.0	35.0	60,0	0,03	5,13	59,85	34,99
5	6075	7,5	32,5	60,0	0,03	7,51	59,90	32,56
6	60100	10,0	30,0	60,0	0,03	9,70	59,82	30,45
7	5825	2,5	39,5	58,0	0,03	2,52	57,83	39,60
8	5850	5.0	37,0	58,0	0,03	4,77	57,93	37,27
9	5875	7,5	34,5	58,0	0,03	7,31	57,81	34,85
10	58100	10,0	32,0	58,0	0,03	9,75	57,88	32,34
11	5625	2,5	41,5	56,0	0,03	2,63	55,63	41,71
12	5650	5,0	39,0	56,0	0,03	5,01	55,85	39,11
13	5675	7,5	36,5	56,0	0,03	7,37	55,79	36,81
14	56100	10,0	34,0	56,0	0,03	9,36	56,02	34,59
15	5425	2,5	43,5	54,0	0,03	2,79	53,83	43,35
16	5450	5,0	41,0	54,0	0,03	5,11	53,87	40,99
17	5475	7,5	38,5	54,0	0,03	7,34	53,78	38,85
18	54100	10,0	36,0	54,0	0,03	9,25	53,54	37,18
19	5225	2,5	45,5	52,0	0,03	2,71	51,64	45,62
20	5250	5,0	43,0	52,0	0,03	5,09	51,59	43,29
21	5275	7,5	40,5	52,0	0,03	7,40	51,25	41,32
22	52100	10,0	38,0	52,0	0,03	9,71	51,71	38,55
23	5025	2,5	47,5	50,0	0,03	2,58	49,74	47,65
24	5050	5,0	45,0	50,0	0,03	5,02	49,66	45,29
25	5075	7,5	42,5	50,0	0,03	7,61	49,71	42,65
26	50100	10,0	40,0	50,0	0,03	9,73	49,28	40,96
27	50125	12,5	37,5	50,0	0,03	12,27	49,65	38,05
28	4825	2,5	49,5	48,0	0,03	2,51	47,71	49,75
29	4850	5,0	47,0	48,0	0,03	5,02	47,75	47,20
30	4875	7,5	44,5	48,0	0,03	7,33	47,73	44,91
31	48100	10,0	42,0	48,0	0,03	9,54	47,31	43,12
32	4650	5,0	49,0	46,0	0.03	5,25	45.68	49,04
33	46100	10,0	44,0	46,0	0,03	9,79	45,83	44,35
34	46150	15,0	39,0	46,0	0,03	14,91	45,66	39,40
35	4250	5,0	53,0	42,0	0,03	5,34	41,78	52,85
36	42100	10,0	48,0	42,0	0,03	10,01	41,68	48,29
37	42150	15,0	43,0	42,0	0,03	14,79	41,65	45,53
38	3850	5,0	57,0	38.0	0,04	5,05	38,18	56,73
39	38100	10,0	52,0	38,0	0,04	9,95	38,18	51,83
40	38150	15,0	47,0	38,0	0,04	15,00	38,26	46,70
41	38200	20,0	42,0	38,0	0,04	19,06	37,31	43,59
42	3450	5,0	61.0	34,0	0,04	5,01	33,71	61,24
43	34100	10,0	56,0	34,0	0,04	10,07	33,57	56,32
44	34150	15.0	51,0	34,0	0,04	15,05	33,74	51,17
45	34200	20,0	46,0	34,0	0,04	19,92	33,51	46,50

Zur Benennung der verschiedenen Gefüge sind in allen Schnittschaubildern folgende Zeichen verwendet:

□ α ● $\beta + \gamma$
○ $\alpha + \beta$ ▼ γ
△ β ■ teilweise flüssig
\+ thermische Werte auf der Abkühlungskurve.

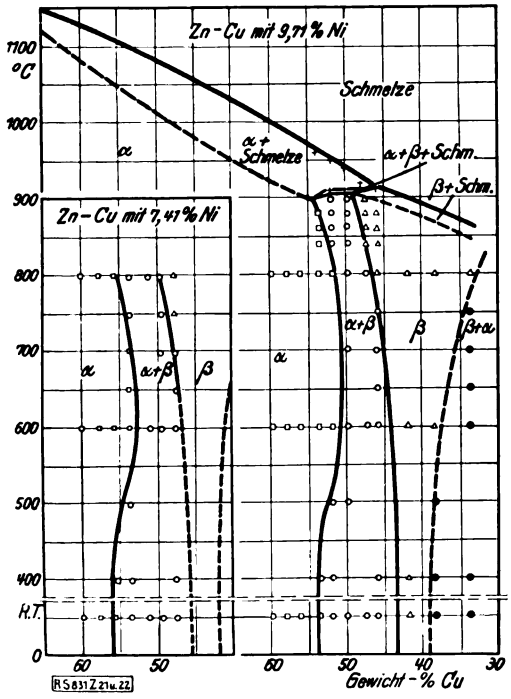


Abb. 21 und 22. Schnittschaubilder für konstanten Nickelgehalt von 7,41% (Schnitt c) und 9,71% (Schnitt d).

Von den in den Abb. 19 bis 23 dargestellten Schnittschaubildern für konstante Nickelgehalte von 2.63%, 5,07%, 7,41%, 9,71% und 14,93% (im Mittel) erstrecken sich das zweite und vierte über einen Konzentrationsbereich von 95 bzw. 90% Cu bis 30% Cu. Die übrigen Schnittschaubilder wurden nur soweit ausgearbeitet, als für die Ermittlung der isothermen Löslichkeitsgrenzen (vgl. Abb. 30 bis 32) notwendig war. Die Kurven des Beginns und des Endes der Erstarrung wurden, sofern sie nicht teilweise durch eigene thermische Untersuchungen festgelegt sind, den thermischen Daten von Tafel entnommen.

Zahlentafel 6. Wärmebehandlung der Legierungen.

Abschrecktemperatur °C	Wärmebehandlung
900 880 860 840	Die Legierungen mit 5% Ni wurden innerhalb etwa $^1/_2$ st auf die betreffende Temperatur erhitzt, $^1/_4$ bis $^1/_2$ st bei dieser Temperatur belassen und darauf abgeschreckt. Die Legierungen mit 10% Ni wurden 1 st bei der betreffenden Temperatur ($\pm 2°$) geglüht und abgeschreckt
800	2 st bei 800° geglüht und abgeschreckt
750	$1^1/_2$ st bei 800° geglüht, auf 750° abgekühlt, $^1/_2$ st konstant gehalten und abgeschreckt
700	4 st bei 700 $\pm 2°$ geglüht und abgeschreckt
650	$1^1/_2$ st bei 800° geglüht, auf 650° abgekühlt, 1 st konstant gehalten und abgeschreckt
600	3 Tage bei 600 $\pm 2°$ geglüht und abgeschreckt
500	1 Tag bei 600 $\pm 2°$ geglüht, auf 500° abgekühlt, 2 Tage bei 500 $\pm 2°$ geglüht und abgeschreckt
400	3 Tage bei 500 $\pm 3°$ geglüht, auf 450° abgekühlt, 1 Tag bei 450 $+3°$ geglüht, auf 400° abgekühlt, 1 Tag bei 400 $\pm 5°$ geglüht und abgeschreckt
Raumtemperatur (R. T.)	2 st bei 800° geglüht, auf 600° abgekühlt, 1 Tag bei 600° geglüht, auf 400° abgekühlt, 1 Tag bei 400° geglüht und darauf auf Raumtemperatur abgekühlt

Digitized by Google

Da Nickel in beträchtlichem Maße in den α- und β-Mischkristallen löslich ist und nicht zur Bildung einer dritten Kristallart führt, bleibt der charakteristische Verlauf der Löslichkeitskurven des Zn-Cu-Systems auch noch in den Schnitten für Nickelgehalte von 10 und mehr Prozent im großen und ganzen erhalten. Die Löslichkeitsgrenzen, die sich im Dreistoffsystem als Schnittlinien der Ebene des Schnittschaubildes und der Begrenzungs-(Löslichkeits-)Flächen der $(\alpha+\beta)$- und $(\beta+\gamma)$-Räume darstellen, werden im Sinne der nach Tafel und Guillet zu erwartenden Verhältnisse mit steigendem Nickelgehalt (d. h. von Abb. 19 nach 23) zu kupferärmeren Konzentrationen verschoben.

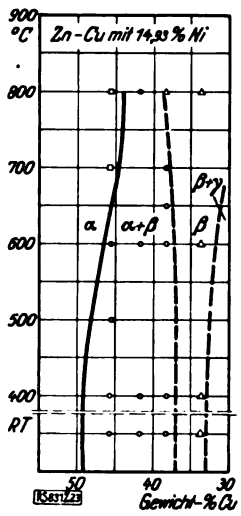


Abb. 23. Schnittschaubild für konstanten Nickelgehalt von 14,93% (Schnitt e).

Bemerkenswert ist der von dem Verlauf der $\alpha(\alpha+\beta)$-Löslichkeitsgrenze im Zn-Cu-System abweichende Verlauf der entsprechenden Löslichkeitsfläche im Dreistoffsystem bei Nickelgehalten oberhalb 2,5%: Die Löslichkeit von Zink+Nickel in Kupfer nimmt mit fallender Temperatur bis etwa 600° zu und mit weiter fallender Temperatur wieder stark ab, obgleich in den binären Grenzsystemen jede Voraussetzung für eine solche Löslichkeitsabnahme mit sinkender Temperatur fehlt. Die α-Legierungen des betreffenden Konzentrationsgebietes entmischen sich also unter Ausscheidung von β-Kristallen und sind demnach durch Abschrecken bei 600° bis 800° und nachfolgendes Anlassen bei Temperaturen zwischen etwa 100° und 400° härtbar. Im Schnittschaubild für 2,63% Ni (Abb. 19) fehlt die Löslichkeitsabnahme unterhalb 600°: die $\alpha(\alpha+\beta)$-Grenze entspricht hier in ihrem Verlauf noch völlig der gleichen Grenze im Zn-Cu-System.

Abb. 24 gibt das Schaubild des Schnittes f (vgl. Abb. 18) wieder. Die Löslichkeitsänderungen erscheinen hier ausgeprägter als in den Schnitten a bis e, da die Ebene des Schnittes die Löslichkeitsflächen — vom Zn-Cu-System gesehen — unter einem kleineren Winkel schneidet. Ähnliche Schnittschaubilder kann man nach den in den Abb. 19 bis 23 zusammengestellten Ergebnissen der Gefügebeobachtung unter Verwendung anderer Legierungen zeichnen.

Die in Abb. 25 bis 29 dargestellten Schnittschaubilder für konstante Kupfergehalte vermitteln einen weiteren Einblick in den Verlauf der Löslichkeitsflächen im Konzentrations-Temperaturraum. Bei dieser Darstellung erkennt man, daß der Grad der unterhalb 600° eintretenden Löslichkeitsabnahme mit fallendem Kupfergehalt der Legierungen (d. h. von Abb. 25 nach Abb. 29) zunimmt. Auch die Verschiebung des $(\alpha+\beta)$-Raumes zu

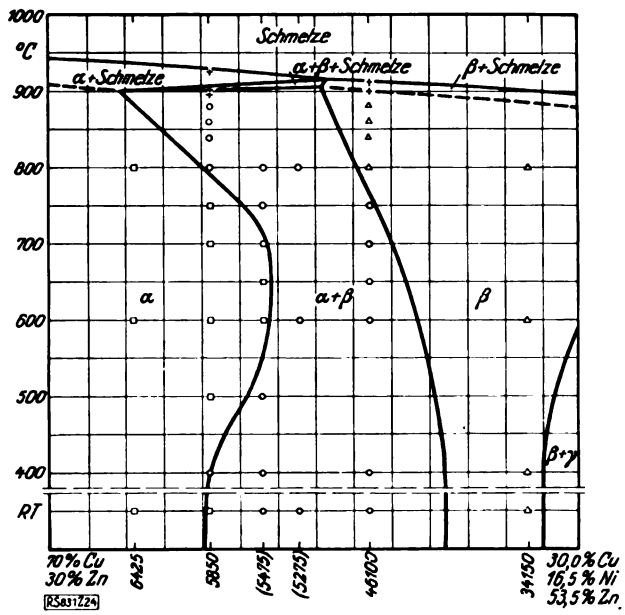


Abb. 24. Schaubild des Schnittes f (vgl. Abb. 18).

nickelreicheren Gehalten mit abnehmendem Kupfergehalt geht daraus hervor. Einzelheiten sind den Schaubildern selbst zu entnehmen.

In den Abb. 30 bis 32 sind die Ergebnisse der Gefügebeobachtungen als Schaubilder von Horizontalschnitten bei 400°, 600° und 800° ausgewertet (Isothermenschaubilder). Die Isothermen des Beginns der Erstarrung (Liquidusfläche) nach Tafel zeigt Abb. 33.

Aus den Abb. 30 bis 32 geht vor allem hervor, daß 1. der Zustandsraum des ternären β-Mischkristalls mit steigender Temperatur (d. h. von Abb. 30 nach 32) sehr stark auf Kosten der Zweiphasenräume wächst

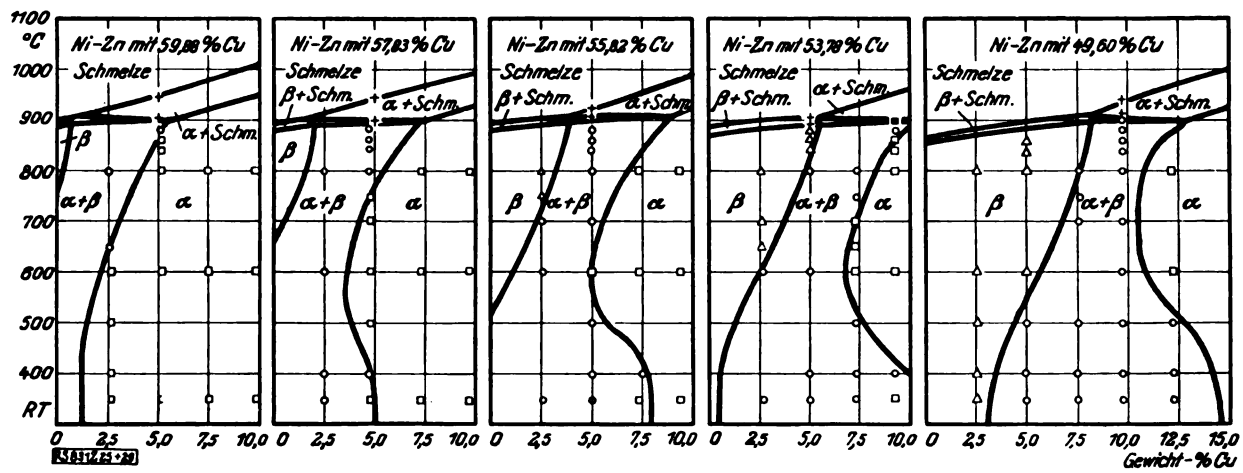


Abb. 25 bis 29. Schnittschaubilder für konstante Kupfergehalte (Schnitt g bis l).

Digitized by Google

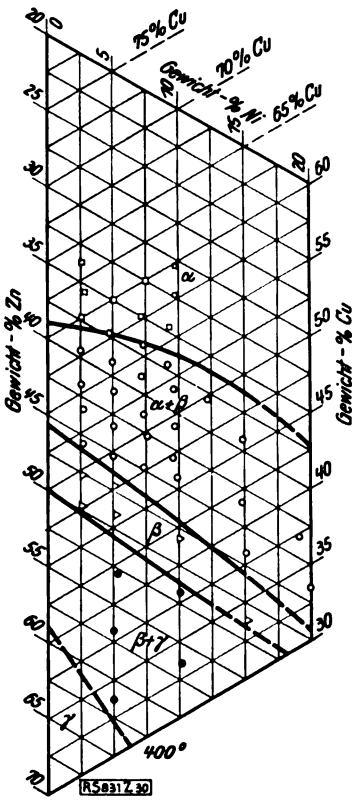


Abb. 30. Die Löslichkeitsgrenzen bei 400° (und Raumtemperatur).

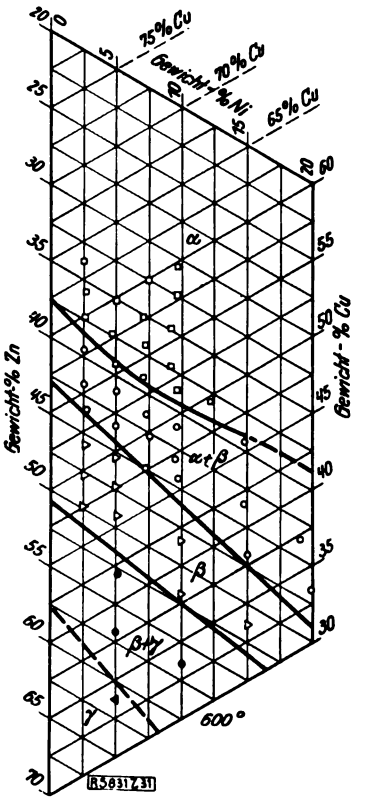


Abb. 31. Die Löslichkeitsgrenzen bei 600°.

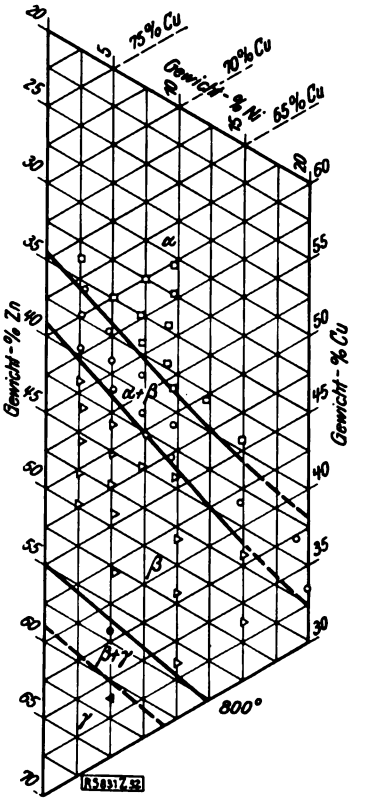


Abb. 32. Die Löslichkeitsgrenzen bei 800°.

(gleich den Verhältnissen im Zn-Cu-System); 2. sich die $\alpha(\alpha+\beta)$-Löslichkeitsfläche — im Gegensatz zu dem Verlauf der entsprechenden Löslichkeitskurve im Zn-Cu-System — zwischen 400° und 600° mit steigender Temperatur zu kupferärmeren Konzentrationen verschiebt (vgl. Abb. 30 und 31).

Die Richtung der $\beta(\alpha+\beta)$-Löslichkeitsisotherme bei 400° bzw. Raumtemperatur (Abb. 30) entspricht einem Gleichwertigkeitskoeffizienten von —1,1. Der Verlauf der $\alpha(\alpha+\beta)$-Löslichkeitsisotherme macht jedoch eine Berechnung des Gefüges der $(\alpha+\beta)$-Nickelmessinge mit Hilfe eines Gleichwertigkeitskoeffizienten unmöglich, da sich die Richtung dieser Kurve stark ändert. Zwischen 0 und 10% Ni würde die Richtung der $\alpha(\alpha+\beta)$-Grenzkurve einem Gleichwertigkeitskoeffizienten von nur etwa —0,15 (!) entsprechen.

Vergleicht man die von uns ermittelten Löslichkeitsisothermen bei 600° und 800° (Abb. 31 und 32) mit den von Price und Grant gefundenen (Abb. 15 und 16), so ist folgendes zu sagen: 1. Bei 600° liegt die von uns bestimmte $\beta(\alpha+\beta)$-Grenze für gleiche Nickelgehalte bei um nur etwa 1% kleineren Kupfergehalten. Die Abweichung der $\alpha(\alpha+\beta)$-Grenzen ist etwas größer, doch macht der von uns gefundene Verlauf Anspruch auf größere Genauigkeit, da sich die Legierungen von Price und Grant offenbar nicht im Gleichgewicht befanden[1]. 2. Bei 800° stimmt der Verlauf der $\beta(\alpha+\beta)$-Grenzen bis zu Nickelgehalten von etwa 12,5% sehr gut miteinander überein, während die von uns festgestellte $\alpha(\alpha+\beta)$-Grenze für gleiche Nickelgehalte bei nur wenig kleineren Kupfergehalten verläuft.

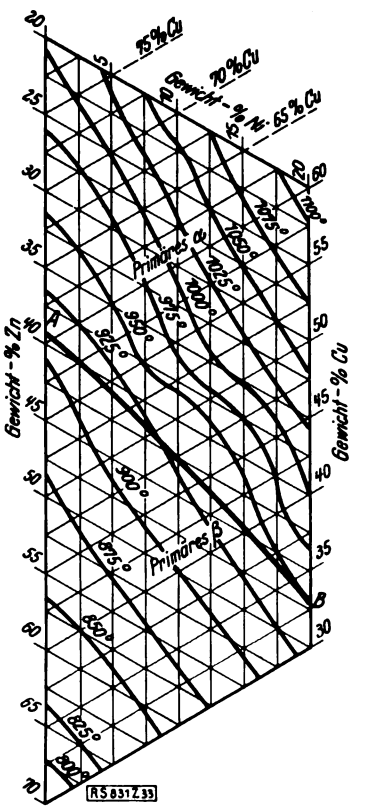


Abb. 33. Isothermen des Beginns der Erstarrung (Liquidusfläche) nach V. Tafel.
AB ist die Projektion der Schnittkurve der Flächen des Beginns der Kristallisation von α- bzw. β-Kristallen.

Obgleich das von uns ausgearbeitete Konzentrationsgebiet nur einen kleinen Ausschnitt aus dem Zustand-

[1] Price und Grant glühten ihre Legierungen 3 st bei 600°, während unsere Legierungen 3 Tage bei 600 ± 2° geglüht wurden.

Digitized by Google

schaubild des ganzen Dreistoffsystems Ni-Zn-Cu darstellt, lassen die in diesem Gebiet festgestellten Konstitutionsverhältnisse einen Schluß auf die Konstitution der übrigen Ni-Zn-Cu-Legierungen zu[1]:

1. Der Verlauf der ganzen α ($\alpha + \beta$)-Grenze bei Raumtemperatur wird von dem in Abb. 17 gezeichneten hypothetischen Verlauf nur unwesentlich abweichen. Bei 800° verläuft dieselbe Grenze nach unseren Untersuchungen für gleiche Kupfergehalte bei niederen Nickel- bzw. höheren Zinkgehalten als bei gewöhnlicher Temperatur (vgl. Abb. 30 und 32). Die ganze Löslichkeitsisotherme für 800° ist ebenfalls in Abb. 17 eingezeichnet. Die Legierungen, deren Zusammensetzungen in das von beiden Grenzkurven eingeschlossene Konzentrationsgebiet fallen, bestehen also bei hohen Temperaturen nur aus α-Mischkristallen und entmischen sich mit fallender Temperatur unter Ausscheidung von β-Kristallen. Eine Vorstellung von der Gestalt der Löslichkeitsfläche kann man sich am besten unter Heranziehung aller Schaubilder der Vertikalschnitte (Abb. 19 bis 29) machen: Die Fläche neigt sich mit fallender Temperatur zunächst nach steigenden Zinkgehalten hin und zeigt bei Temperaturen unterhalb 600° eine starke rückwärtige Wölbung wieder zu abnehmenden Zinkgehalten.

2. Zufolge der von Tafel ermittelten Fläche (des Beginns) der peritektischen Reaktion α + Schmelze $\rightleftarrows \beta$ (Abb. 12) sind außer den α-Kristallen der Systeme Zn-Cu und Ni-Zn auch die β-Mischkristalle der beiden Systeme isomorph. Es muß also der Zustandsraum der ternären β-Mischkristalle durch den ganzen Konzentrations-Temperaturraum verlaufen. Da jedoch die β-Mischkristalle des Ni-Zn-Systems nur bei Temperaturen oberhalb 640° beständig sind (vgl. Abb. 3), so werden in einem gewissen Konzentrationsbereich auch die ternären β-Mischkristalle nur bei Temperaturen oberhalb Raumtemperatur beständig sein können und in diesem Bereich bei Temperaturen zwischen 640° und Raumtemperatur eutektoidisch zerfallen. Das Zustandsgebiet der ternären β-Mischkristalle bei Raumtemperatur wird also mit fallendem Kupfergehalt schmaler werden und vor dem Erreichen des Ni-Zn-Systems in eine Spitze auslaufen, d. h. die vom Zn-Cu-System ausgehenden Grenzkurven des β-Gebietes werden sich schneiden. Die Zusammensetzung dieses Schnittpunktes liegt außerhalb des von uns untersuchten Gebietes, d. h. bei Kupfergehalten unter 30%.

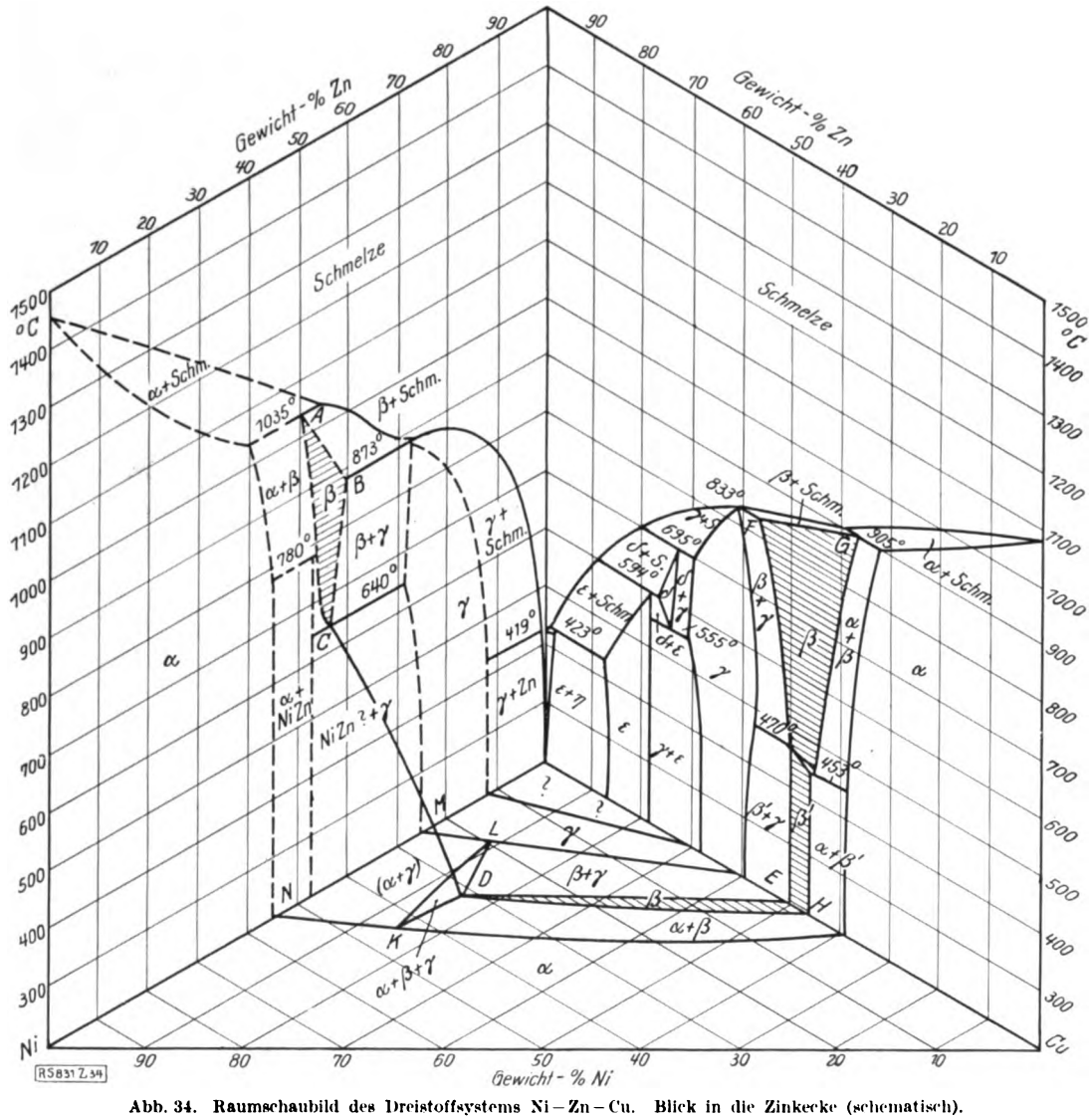


Abb. 34. Raumschaubild des Dreistoffsystems Ni – Zn – Cu. Blick in die Zinkecke (schematisch).

[1] Unter Zugrundelegung des in Abb. 3 dargestellten Ni-Zn-Schaubildes.

Digitized by Google

In Abb. 34 sind diese Konstitutionsverhältnisse räumlich dargestellt; für Nickelgehalte oberhalb 20% und Kupfergehalte unter 30% ist die Darstellung hypothetisch. Die Zustandsgebiete der isomorphen β-Mischkristalle in den beiden Grenzsystemen sind durch Schraffierung hervorgehoben. Der β-Zustandsraum wird durch die schraffierten Flächen und durch die Flächen ABCDEF und GHDCA begrenzt. Bei Raumtemperatur sind ternäre β-Mischkristalle nur innerhalb des Konzentrationsgebietes EDH beständig. Die kupferärmeren Mischkristalle zerfallen bei Temperaturen der Raumkurve DC in ein Eutektoid $(\alpha+\gamma)$[1]. Zwischen den Zustandsräumen $(\alpha+\gamma)$ einerseits, sowie $(\alpha+\beta)$ und $(\beta+\gamma)$ anderseits, muß ein Zustandsraum $(\alpha+\beta+\gamma)$ liegen, der die Konzentrationsebene in der Fläche KLDK schneidet.

3. Die γ-Kristallarten der beiden Systeme Zn-Cu und Ni-Zn sind mit großer Wahrscheinlichkeit ebenfalls isomorph.

d) Das mikroskopische Gefüge.

Da Nickelzusätze zu den Messinglegierungen innerhalb des untersuchten Konzentrationsgebietes nicht zur Bildung einer neuen Kristallart führen, bietet das Gefüge der Nickelmessinge gegenüber dem Gefüge der reinen Zn-Cu-Legierungen nichts wesentlich Neues.

Der Einfluß des Nickels auf das Gefüge der Messinglegierungen wird hinreichend gekennzeichnet durch die Tatsache, daß die Zustandsgebiete der Kristallarten der reinen Zn-Cu-Legierungen in Gestalt von Zustandsräumen zu kupferärmeren Konzentrationen verschoben werden. Es ist also möglich — wie aus den Isothermenschaubildern (Abb. 30 bis 32), insbesondere dem für 400° bzw. Raumtemperatur geltenden Zustandsschaubild (Abb. 30) hervorgeht — eine binäre $(\alpha+\beta)$-Legierung durch Ersetzen eines bestimmten Zinkgehaltes durch Nickel in eine α-Legierung mit gleichem Kupfergehalt überzuführen. In derselben Weise können binäre β-Legierungen in $(\alpha+\beta)$- und α-Legierungen, $(\beta+\gamma)$-Legierungen in β-, $(\alpha+\beta)$- und α-Legierungen mit gleichem Kupfergehalt übergeführt werden. Die Größe der dazu notwendigen Nickelgehalte ist aus dem Verlauf der Löslichkeitsgrenzen in den Abb. 30 bis 32 zu entnehmen.

Nach den vorliegenden Konstitutionsverhältnissen ist es weiterhin möglich, binäre aus einem Gemenge von α- und β-Kristallen bestehende Legierungen durch geeignete Nickel- und Zinkzusätze in eine Reihe gefügegleicher[1] $(\alpha+\beta)$-Nickelmessinge mit bedeutend kleinerem Kupfergehalt überzuführen. Da man jedoch nicht die Konzentration der beiden bei einer bestimmten Temperatur miteinander im Gleichgewicht stehenden ternären α- und β-Mischkristalle kennt[2], kann man die Zusammensetzungen der gefügegleichen Legierungen nicht genau, sondern nur durch Schätzung aus der Lage ihrer Zustandspunkte in den Isothermenschaubildern angenähert bestimmen. Eine Berechnung der Zusammensetzungen der gefügegleichen Legierungen nach dem Vorgange von Guillet mit Hilfe eines für alle $(\alpha+\beta)$-Legierungen geltenden Gleichwertigkeitskoeffizienten ist — wie oben (S. 11) gezeigt wurde — nicht möglich.

In den Abb. 35 bis 37 ist das Gefüge der drei Legierungen mit 55,85% Cu, 5,01% Ni; 49,28% Cu, 9,73% Ni und 41,65% Cu, 14,79% Ni dargestellt, die durch Glühen und Abschrecken bei 800° annähernd[3] gefügegleich geworden sind[4]. Aus dem für 800° geltenden Zustandsschaubild (Abb. 32) ist zu ersehen, daß die Zustandspunkte dieser drei Legierungen (mit abnehmendem Cu-Gehalt und entsprechend zunehmendem Ni-

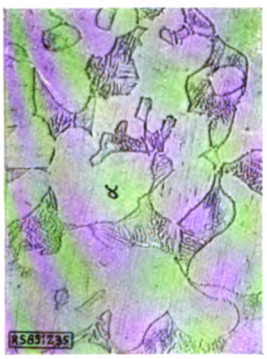


Abb. 35. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 55,85% Cu, 5,01% Ni.

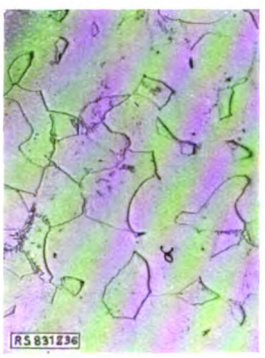


Abb. 36. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 49,28% Cu, 9,73% Ni.

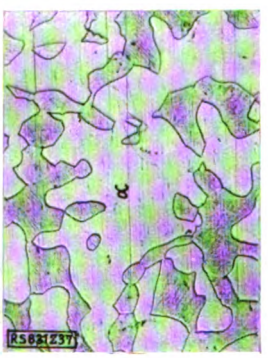


Abb. 37. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 41,65% Cu, 14,79% Ni.

Abb. 35 bis 37. 2 st bei 800° geglüht und abgeschreckt, 80 × vergr. (100 ×).

[1] Die im Ni-Zn-System mit fallender Temperatur bei 780° stattfindende Bildung der Verbindung Ni-Zn aus α- und β-Kristallen führt, wie Tafel thermisch feststellte, zu einer weiteren Phasenumwandlung innerhalb eines kleinen Konzentrationsgebietes. Sie wurde der einfacheren Darstellung halber nicht mit in die Zeichnung aufgenommen.

[1] Unter gefügegleichen Legierungen sind im folgenden solche Legierungen zu verstehen, die gleiche Mengenanteile an α- und β-Kristallen haben, ohne Berücksichtigung der jeweiligen Gefügeausbildung, die ja durch Wärmebehandlung zu beeinflussen ist. Ob Gefügegleichheit vorliegt oder nicht, wird durch Bestimmung der Flächenanteile der beiden Kristallarten in der Mikrophotographie festgestellt.

[2] Bei 400° (Abb. 30) stehen gesättigte α-Mischkristalle, deren Zusammensetzungen auf die α $(\alpha+\beta)$-Grenze fallen, im Gleichgewicht mit gesättigten β-Mischkristallen, deren Zusammensetzungen auf die β $(\alpha+\beta)$-Grenze fallen. Welcher von diesen zahlreichen β-Mischkristallen sich mit einem bestimmten α-Mischkristall — und umgekehrt — im Gleichgewicht befindet, wissen wir nicht. Dasselbe gilt für die anderen Isothermenschaubilder (Abb. 31 und 32).

[3] Wegen der beschränkten Anzahl der hier zur Verfügung stehenden Legierungen kann es sich nur um eine angenäherte Gefügegleichheit handeln.

[4] Bei der Legierung mit 55,85% Cu, 5,01% Ni (Abb. 35) hat sich der β-Mischkristall während der Abschreckung unter Ausscheidung von α-Kristallen entmischt.

Digitized by Google

und Zn-Gehalt) ungefähr auf einer Geraden liegen, die in der Mitte des $(\alpha+\beta)$-Gebietes verläuft und die Cu-Zn-Seite etwa bei der Zusammensetzung von 62,5% Cu schneidet. Eine reine Zn-Cu-Legierung dieser Zusammensetzung hat also bei 800° auch ungefähr die gleichen Mengenanteile an α- und β-Kristallen.

Infolge der mit fallender Temperatur auftretenden starken Löslichkeitsänderungen sind die genannten drei ternären Legierungen bei 400° bzw. Raumtemperatur bei weitem nicht mehr gefügegleich, wie aus der Lage ihrer Zustandspunkte im $(\alpha+\beta)$-Gebiet der Abb. 30 hervorgeht: Der Zustandspunkt der kupferreichsten Legierung liegt nahe der $\alpha(\alpha+\beta)$-Grenze, derjenige der kupferärmsten Legierung dagegen nahe der $\beta(\alpha+\beta)$-Grenzkurve[1]. Bei Raumtemperatur ist die Legierung mit 41,65% Cu, 14,79% Ni vielmehr ungefähr strukturell gleichwertig den Dreistofflegierungen mit 47,31% Cu, 9,54% Ni und 51,59% Cu, 5,09% Ni sowie der Zweistofflegierung mit etwa 57,5% Cu.

Das Gefüge zweier im gegossenen Zustand strukturell gleichwertiger Legierungen mit 59,98% Cu, 2,59% Ni und 53,78% Cu, 7,34% Ni ist in den Abb. 38 und 39 wiedergegeben. Im Gleichgewichtszustand sind diese Legierungen jedoch nicht mehr gefügegleich, da dann die kupferreichere Legierung nur aus α-Kristallen, die kupferärmere dagegen aus einem Gemenge von α- und β-Kristallen besteht (vgl. Abb. 30).

Die Zustandsänderungen mit fallender Temperatur.

Mit Ausnahme der durch die Löslichkeitsabnahme von Zink und Nickel in Kupfer hervorgerufenen Entmischung der α-Mischkristalle entsprechen die mit fallender Temperatur auftretenden Gefügeänderungen der Nickelmessinge vollkommen den Gefügeänderungen der reinen Messinglegierungen. Im folgenden sollen die mit der Änderung der Temperatur einhergehenden Gefügeänderungen an Hand einiger Legierungen aus verschiedenen Schnitten für konstante Nickelgehalte näher erläutert werden. Aus den Schnittschaubildern ist leicht zu entnehmen, welche Legierungen dieselben Gefügeänderungen durchmachen.

Die Legierung mit 53,73% Cu, 7,34% Ni[2] (vgl. Abb. 21) besteht bei 800° aus einem Gemenge von (primär aus der Schmelze ausgeschiedenen) α-Kristallen und (durch die peritektische Reaktion von α-Kristallen mit Schmelze gebildeten) β-Kristallen (Abb. 40). Infolge der mit fallender Temperatur zunächst eintretenden Löslichkeitszunahme von Ni und Zn in Kupfer werden diese β-Kristalle mit abnehmender Temperatur in steigendem Maße gelöst, bis die Legierung bei etwa 725° nur aus α-Mischkristallen besteht (Abb. 41). Bis herunter zu etwa 550° verbleibt die Legierung im α-Zustandsraum. Die α-Mischkristalle entmischen sich nunmehr mit weiter fallender Temperatur in steigendem Maße unter Ausscheidung von β-Mischkristallen. Bei 500° sind erst wenige β-Kriställchen an den Korngrenzen der α-Kristalle ausgeschieden (Abb. 42), bei 400° ist die Entmischung weiter fortgeschritten und wohl nahezu vollendet (Abb. 43).

Die Entmischung der α-Mischkristalle ist in dem Gefüge aller Legierungen des $(\alpha+\beta)$-Zustandsraumes mit mehr als etwa 2,5% Ni zu erkennen, die entweder langsam von hohen Temperaturen auf Raumtemperatur abgekühlt, oder, nach vorherigem Abschrecken bei hohen Temperaturen, bei Temperaturen unter rund 400° angelassen sind (Abb. 44 bis 46). Abb. 44 gibt das Entmischungsgefüge einer Legierung wieder, die bei Temperaturen oberhalb 600° nur aus α-Kristallen besteht, während die Abb. 45 und 46 das Gefüge von Legierungen darstellen, die sich auch bei hohen Temperaturen im $(\alpha+\beta)$-Zustandsraum befinden. In diesen Legierungen liegt also die β-Kristallart sowohl als Grundmasse, wie auch als kleine Einsprengungen in den der β-Grundmasse eingelagerten α-Kristallen vor. Im Falle der Abb. 46 ist die Entmischung bedeutend feinkörniger als bei der Abb. 45, so daß die ausgeschiedenen β-Kristalle bei der gewählten Vergrößerung noch nicht aufzulösen sind.

Als Beispiel einer Legierung, die bei hohen Temperaturen aus β-Mischkristallen, bei tieferen Temperaturen aus einem Gemenge von α- und β-Kristallen besteht, sei die Legierung mit 51,59% Cu, 5,09% Ni (Abb. 20) herausgegriffen. Nach genügend schroffem Abschrecken bei 880°, 860°, 800° und 750° besteht sie nur aus β-Kristallen (Abb. 47)[1]. Zwischen 750° und 700° beginnen sich die β-Kristalle unter Ausscheidung von α-Kristallen zu entmischen (Abb. 48). Mit weiter fallender Temperatur nimmt die Menge der sich ausscheidenden α-Kristalle zu (Abb. 49), und nach langsamem Erkalten auf Raumtemperatur ist die Entmischung vollendet (Abb. 50). In der Abb. 50 sind innerhalb der α-Kristalle vereinzelte kleine β-Kristalle zu erkennen, die ihre Entstehung der Entmischung der α-Kristallart unterhalb 600° verdanken. Das Gußgefüge dieser Legierung gibt Abb. 51 wieder. Verglichen mit dem Gefüge der Legierung nach langsamem Erkalten (Abb. 50) zeigt sich, daß die Legierung im gegossenen Zustand noch weit vom Gleichgewichtszustand entfernt ist. Das Gießen in die Kokille hatte also so schroff abschreckend gewirkt, daß der größte Teil der α-Kristalle gelöst blieb und nur ein kleiner Teil in Form von Nadeln vornehmlich an den Grenzen der β-Körner ausgeschieden wurde.

Die mit sinkender Temperatur eintretenden Gefügeänderungen einer Legierung, die nach beendeter Erstarrung nur aus β-Mischkristallen, bei tieferen Temperaturen aus einem Gemenge von β- und γ-Kristallen

[1] Die bei 800° gefügegleiche Zn-Cu-Legierung mit 62,5% Cu besteht bei Raumtemperatur sogar nur aus α-Kristallen.

[2] Das Gußgefüge dieser Legierung zeigt Abb. 39.

[1] Erfolgt das Abschrecken jedoch nicht hinreichend schnell, so besteht das Gefüge aus β-Kristallen, die eine mehr oder weniger starke Entmischung (unter Ausscheidung von α-Kristallen) durchgemacht haben, ähnlich Abb. 51. Bei Legierungen, deren Entmischungstemperaturen oberhalb etwa 800° liegen — wie z. B. bei der Legierung mit 53,87% Cu, 5,11% Ni (Abb. 20) —, kann die Entmischung der β-Kristalle durch noch so schnelles Abschrecken nicht verhindert werden: Die Entmischungsgeschwindigkeit ist bei diesen Temperaturen, infolge der mit steigender Temperatur stark zunehmenden Beweglichkeit der Atome im Gitter, größer als die Abschreckgeschwindigkeit. Vgl. auch die Ausführungen bei O. Bauer und M. Hansen: Z. Metallkunde Bd. 10, S. 426 bis 429. 1927.

Digitized by Google

besteht, kommen durch die Abb. 52 bis 56 zum Ausdruck. Es handelt sich um die Legierung mit 33,57% Cu, 10,07% Ni der Abb. 22. Nach dem Abschrecken bei 800° besteht die Legierung aus β-Kristalliten, die sich infolge der außerordentlich hohen Geschwindigkeit, mit der sich die γ-Kristalle ausscheiden[1], sehr stark

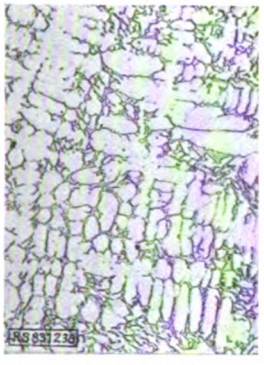
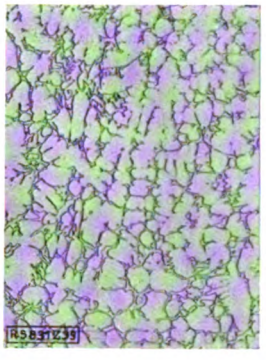


Abb. 38 und 39. Ni-Zn-Cu-Leg., gegossen mit 59,98% Cu, 2,59% Ni. 80× vergr. (100×).



mit 53,78% Cu, 7,34% Ni. 80× vergr. (100×).

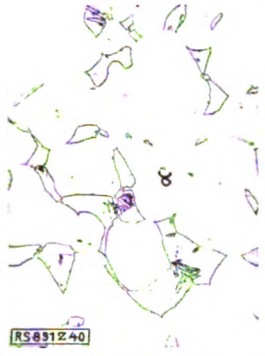


Abb. 40. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 53,78% Cu, 7,34% Ni. 2 st bei 800° geglüht und abgeschreckt. 80× vergr. (100×).

Abb. 41. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 53,78% Cu, 7,34% Ni. 3 Tage bei 600 ± 2° geglüht und abgeschreckt. 80× vergr. (100×).

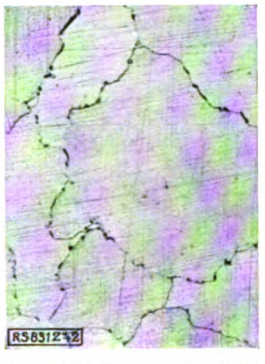


Abb. 42. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 53,78% Cu, 7,34% Ni. 1 Tag bei 600 ± 2° geglüht, auf 500° abgekühlt, 2 Tage bei 500 ± 2° geglüht und abgeschreckt. 80× vergr. (100×).

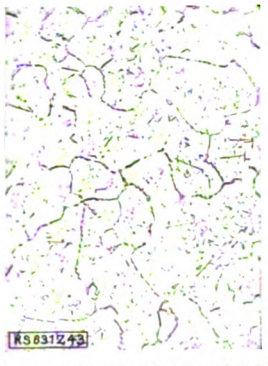


Abb. 43. Leg. wie Abb. 42. 3 Tage bei 500 ± 3° geglüht, auf 450° abgekühlt, 1 Tag bei 450 ± 3° geglüht, auf 400° abgekühlt, 1 Tag bei 400 ± 5° geglüht und abgeschreckt. 80× vergr. (100×).

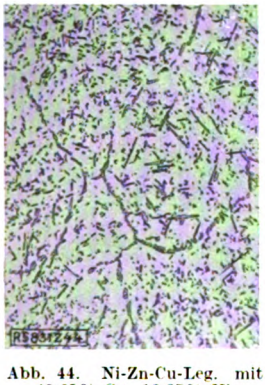


Abb. 44. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 49,65% Cu, 12,27% Ni. Wärmebehandlung wie bei Abb. 43. 160 × vergr. (200 ×).

Abb. 45. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 47,31% Cu, 9,54% Ni.

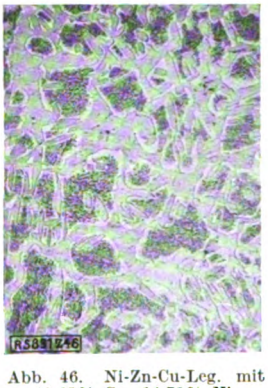


Abb. 46. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 41,65% Cu, 14,79% Ni. 2 st bei 800° geglüht, auf 600° abgekühlt, 1 Tag bei 600° geglüht, auf 400° abgekühlt, 1 Tag bei 400° geglüht und darauf auf Raumtemperatur abgekühlt. 64 × vergr. (80 ×).

entmischt haben (Abb. 52). Wurde die Legierung bei 750° geglüht und abgeschreckt, so blieben einzelne γ-Kristalle ungelöst. Die Ausscheidung feiner γ-Kriställchen während des Abschreckens war jedoch auch hier nicht zu verhindern (Abb. 53). Nach den Abb. 52 und 53 liegt die Temperatur des Überganges $\beta \rightleftarrows \beta + \gamma$ zwischen 800 und 750°. Mit weiter fallender Abschrecktemperatur nimmt die Menge der γ-Kristalle infolge der fortschreitenden Entmischung der β-Mischkristalle deutlich zu (vgl. Abb. 53 und 54); eine zusätzliche Entmischung während des Abschreckens konnte jedoch durch Abschrecken bei 700° und 600° unterbunden werden. Das Gefüge der Legierung nach langsamem Erkalten auf Raumtemperatur und das Gußgefüge sind in den Abb. 55 und 56 wiedergegeben. Aus Abb. 55 geht hervor, daß sich auch die γ-Mischkristalle infolge einer bei tieferen Temperaturen eintretenden Löslichkeitsabnahme (unter Ausscheidung von β-Kristallen) entmischen.

Eine nähere Untersuchung der Gefügeänderungen der Legierung mit 33,71% Cu, 5,01% Ni (Abb. 20) hat gezeigt, daß die Löslichkeitsabnahme in der γ-Kristall

[1] Vgl. auch dieselben Beobachtungen an reinen Zn-Cu-Legierungen von O. Bauer und M. Hansen. Z. Metallkunde Bd. 19, S. 430 bis 431 (1927).

Digitized by Google

art — analog den Verhältnissen in den reinen Zn-Cu-Legierungen — zwischen 500 und 400° eintritt.

Die Abb. 57 und 58 zeigen das Gefüge dieser Legierung nach dem Abschrecken bei 500° (nur γ-Kristalle) bzw. nach langsamem Erkalten auf gewöhnliche Temperatur (γ-Kristalle mit β-Einsprengungen). Die Entmischung der γ-Kristalle ist in dem Gefüge aller Legierungen des $(\beta+\gamma)$-Zustandsraumes zu erkennen, die von hohen Temperaturen abgekühlt wurden (Abb. 59).

Wie oben (S. 12) ausgeführt wurde, beobachtete Guillet in einem langsam von hohen Temperaturen abgekühlten Nickelmessing eine lamellare Gefügeausbildung, aus der er auf die Existenz eines Eutektoids in den ternären Ni-Zn-Cu-Legierungen schloß. Eine solche Gefügeausbildung hat jedoch im vorliegenden Fall nichts mit einem Eutektoid zu tun, sondern wird durch die Entmischung der α-Kristallart hervorgerufen. Abb. 60 gibt ein derartiges Gefüge wieder. Diese Legierung mit 45,66% Cu, 14,91% Ni (vgl. Abb. 23) wurde nach dreitägigem Glühen bei $500 \pm 3°$ sehr langsam auf 400° und darauf auf Raumtemperatur abgekühlt. Nach dem Glühen bei 500° besteht die Legierung aus α-Kristallen (Hauptanteil), an deren Korngrenzen sich Einlagerungen von β-Kristallen befinden. Wird sie von 500° abgekühlt, so scheiden sich infolge der Verschiebung der Sättigungskonzentration des α-Mischkristalls zu höheren Kupfergehalten β-Kristalle innerhalb der α-Kristalle aus. Wie Abb. 60 zeigt, kann die Ausscheidung der (dunklen) β-Kristalle in Form von Lamellen erfolgen. Die bereits bei 500° vorhanden gewesenen β-Kristalle sind von den während des weiteren Erkaltens ausgeschiedenen einwandfrei zu unterscheiden. Auch die von Guillet beobachtete „nadelige" Gefügeausbildung wird durch Ausscheidung kleiner, länglicher β-Kristalle — besonders bei ziemlich schneller Abkühlung — verursacht.

Von Guillet wird weiterhin die Auffassung vertreten, daß hohe Nickelgehalte zur Bildung einer dritten Kristallart[1] in den Nickelmessingen führen. Er kam zu dieser Annahme auf Grund einer scheinbar verwickelten Struktur, ähnlich der in Abb. 61 dargestellten. Wie die vorliegende Untersuchung gezeigt hat, beruht auch diese Annahme auf einer irrtümlichen Auslegung der Gefügebilder. Die Legierung, deren Gefüge in Abb. 61 wiedergegeben ist, besteht nach beendeter Erstarrung aus einem Gemenge von α-Kristallen (primär aus der Schmelze ausgeschieden) und β-Kristallen. Nach langsamem Erkalten hat sie den in Abb. 62 dargestellten Gefügeaufbau: helle, zum Teil feinkörnig entmischte α-Kristalle in einer Grundmasse von eigenartig geriffelten[2] β-Kristallen. Längeres Glühen bei 500° und 400° führt zur Vollendung der Entmischung der α-Kristalle

Abb. 47. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 51,59% Cu, 5,09% Ni. Bei 860° abgeschreckt. 80 × vergr. (100 ×).

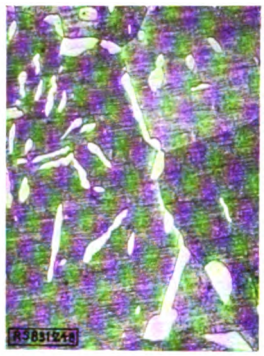


Abb. 48. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 51,59% Cu, 5,09% Ni. 4 st bei 700 ± 2° geglüht und abgeschreckt. 80 × vergr. (100 ×).

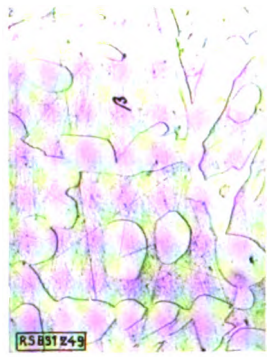


Abb. 49. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 51,59% Cu, 5,09% Ni. 3 Tage bei 600 ± 2° geglüht und abgeschreckt. 80 × vergr. (100 ×).

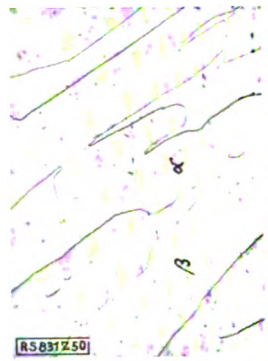


Abb. 50. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 51,59% Cu, 5,09% Ni. Wärmebehandlung wie bei Abb. 45. 80 × vergr. (100 ×).

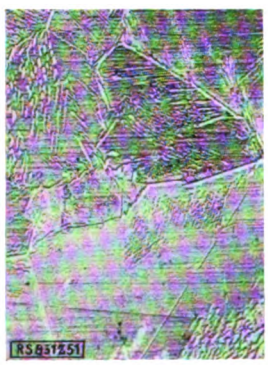


Abb. 51. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 51,59% Cu, 5,09% Ni. Gegossen. 80 × vergr. (100 ×).

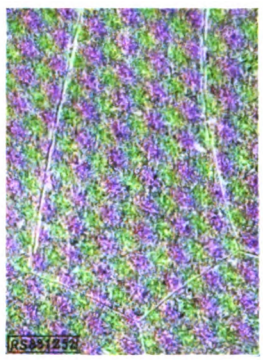


Abb. 52. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 33,57% Cu, 10,07% Ni. 2 st bei 800° geglüht und abgeschreckt. 80 × vergr. (100 ×).

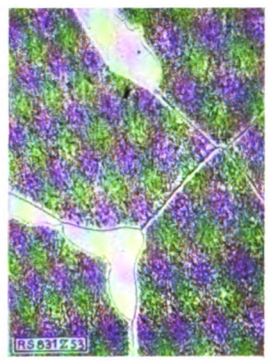


Abb. 53. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 33,57% Cu, 10,07% Ni. 1½ st bei 800° geglüht, auf 750° abgekühlt, ½ st konstant gehalten und abgeschreckt. 80 × vergr. (100 ×).

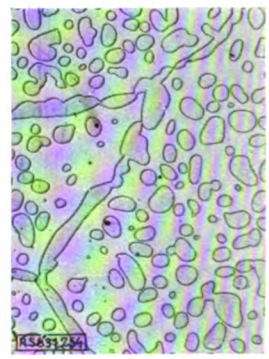


Abb. 54. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 33,57% Cu, 10,07% Ni. 3 Tage bei 600 ± 2° geglüht und abgeschreckt. 80 × vergr. (100 ×).

[1] Constituant spécial nach Guillet.

[2] Auf diese Erscheinung wird im nächsten Absatz eingegangen.

Digitized by Google

und zum Zusammenballen der ausgeschiedenen β-Kristalle im Inneren der α-Kristalle. Wie Abb. 61 zeigt, ist die Entmischung der α-Kristalle sehr groß. Mit Ausnahme der äußeren, unveränderten Zonen ist das ganze Innere des Kristalls „zerfallen". Es hat danach den Anschein, als ob die hellen stäbchenförmigen α-Kristallstufenweisen Abbau der Kristalle durch das Ätzmittel hervorgerufen und tritt nur dann auf, wenn übermäßig lange — einerlei mit welchem Ätzmittel — geätzt wurde. Der β-Mischkristall äzt sich dagegen vollkommen gleichmäßig an, wenn der Ätzangriff weniger stark ist (Abb. 64).

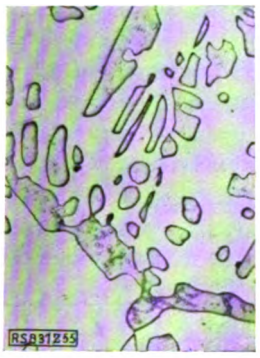


Abb. 55. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 33,57% Cu, 10,07% Ni. Wärmebehandlung wie bei Abb. 45. 80 × vergr. (100 ×).

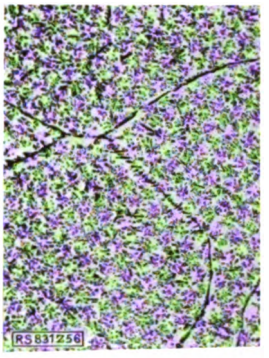


Abb. 56. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 33,57% Cu, 10,07% Ni. Gegossen. 80 × vergr. (100 ×).

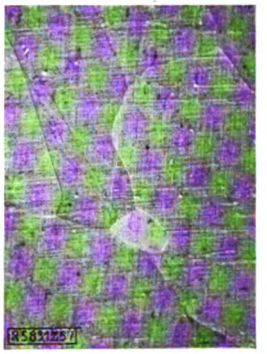


Abb. 57. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 33,71% Cu, 5,01% Ni. 1 Tag bei 600 ± 2° geglüht, auf 500° abgekühlt, 2 Tage bei 500 ± 2° geglüht und abgeschreckt. 80 × vergr. (100 ×).

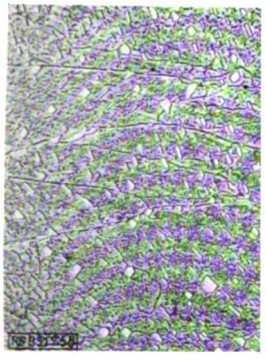


Abb. 58. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 33,71% Cu, 5,01% Ni. Wärmebehandlung wie bei Abb. 45. 80 × vergr. (100 ×).

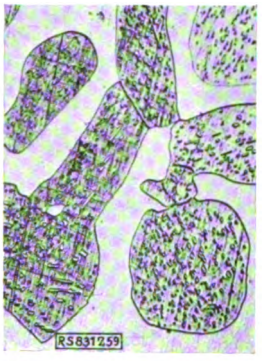


Abb. 59. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 38,18% Cu, 5,05% Ni.

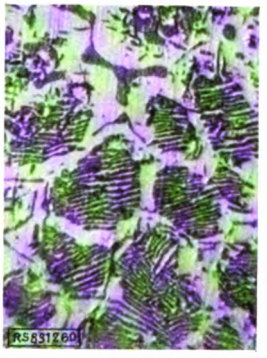


Abb. 60. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 45,66% Cu, 14,91% Ni. Wärmebehandlung wie bei Abb. 43. 480 × vergr. (600 ×).

Abb. 61. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 37,31% Cu, 19,06% Ni.

Abb. 62. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 37,31% Cu, 19,06% Ni. Wärmebehandlung wie bei Abb. 45. 240 × vergr. (300 ×).

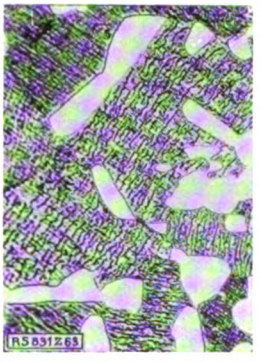


Abb. 63. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 33,51% Cu, 19,92% Ni. 2 st bei 800° geglüht und abgeschreckt. 160 × vergr. (200 ×).

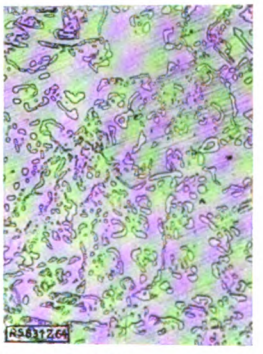


Abb. 64. Ni-Zn-Cu-Leg. mit 33,51% Cu, 19,92% Ni. Wärmebehandlung wie bei Abb. 43. 160 × vergr. (200 ×).

chen (d. h. die bei der Entmischung übriggebliebenen Teile der α-Kristalle) und die größeren hellen α-Randzonen verschiedene Gefügebestandteile seien.

Zum Schluß sei noch auf eine Eigenart des β-Mischkristalls mit Nickelgehalten von 15% und mehr hingewiesen, die diese Kristallart unter gewissen Ätzbedingungen als heterogen erscheinen läßt (Abb. 62 und 63). Die Riffelung, die in verschieden orientierten Kristallen verschieden gerichtet ist, wird durch einen

Der Einfluß des Nickels auf die Farbe der Messinglegierungen macht sich erst bei Gehalten oberhalb 10% Ni deutlich bemerkbar. Von den Legierungen des von uns untersuchten Konzentrationsgebietes sind als annähernd nickelfarben nur die Legierungen mit mehr als 15% Ni und weniger als rund 45% Cu anzusprechen. Durch gleiche Nickelzusätze wird offenbar die β-Kristallart stärker verfärbt, als die α-Kristallart.

Digitized by Google

Zusammenfassung des experimentellen Teiles.

1. Das Dreistoffsystem Nickel-Zink-Kupfer wurde im Bereich von 65 bis 30% Cu und 0 bis 20% Ni mit Hilfe thermischer und mikroskopischer Untersuchungen von Schnitten für konstante Nickelgehalte von 2,5, 5,0, 7,5, 10,0 und 15,0% ausgearbeitet.

2. Die Erstarrung der Dreistofflegierungen des genannten Konzentrationsgebietes entspricht der Erstarrung der reinen Zn-Cu-Legierungen. In einem gewissen Bereich findet die (in einem sehr engen Temperaturintervall verlaufende) peritektische Umsetzung α+Schmelze $\rightleftarrows \beta$ statt, ein Beweis dafür, daß die α- und β-Mischkristalle des Zn-Cu-Systems mit den α- und β-Mischkristallen des Ni-Zn-Systems isomorph sind. Die peritektische Temperatur des Zn-Cu-Systems (905°) wird durch Nickel nur wenig erhöht.

3. Der Einfluß des Nickels auf das Gefüge der Messinglegierungen wird hinreichend gekennzeichnet durch die Tatsache, daß die Zustandsgebiete der Kristallarten der Zn-Cu-Legierungen in Gestalt von Zustandsräumen zu kupferärmeren Konzentrationen verschoben werden. Innerhalb des untersuchten Konzentrationsgebietes führen Nickelzusätze zu den Messinglegierungen nicht zur Bildung einer dritten Kristallart.

4. Mit Ausnahme einer durch die Löslichkeitsabnahme von Zink+Nickel in Kupfer unterhalb 600° hervorgerufenen Entmischung der α-Kristalle (unter Ausscheidung von β-Kristallen) entsprechen die mit fallender Temperatur auftretenden Gefügeänderungen vollkommen den Gefügeänderungen der reinen Messinglegierungen.

Zahlentafel 7.
Brinellhärte H5/250/30 von reinen Zink-Kupferlegierungen nach langsamem Erkalten von 800° auf Raumtemperatur.

Gew.-% Cu	Gew.-% Zn	Brinellhärte	Gew.-% Cu	Gew.-% Zn	Brinellhärte
72,0	28,0	51	54,36	45,64	100
62,44	37,56	53	52,37	47,63	101
61,36	38,64	57	51,53	48,47	103
59,43	40,57	77	50,54	49,46	101
58,46	41,54	78	49,74	50,26	103
57,48	42,52	76	49,33	50,67	93
57,10	42,90	76	48,46	51,54	130
56,56	43,44	92	47,40	52,60	141
55,39	44,61	86	46,39	53,61	174
54,38	45,62	93	43,39	56,61	227

Zahlentafel 8.
Brinellhärte H 5/250/30 von Nickel-Messinglegierungen nach langsamem Erkalten von 800° auf Raumtemperatur.

Gew.-% Cu	Gew.-% Ni	Brinellhärte	Gew.-% Cu	Gew.-% Ni	Brinellhärte
63,58	2,60	46	55,79	7,37	56
61,49	2,80	49	53,78	7,34	67
59,98	2,59	50	51,25	7,40	81
57,83	2,52	62	49,66	7,61	90
55,63	2,63	73	47,73	7,33	108
53,83	2,79	92			
51,64	2,71	110	59,82	9,70	60
49,65	2,58	109	57,88	9,75	60
47,71	2,51	112	56,02	9,36	64
			53,54	9,25	66
59,85	5,13	55	51,71	9,71	70
57,93	4,77	57	49,71	9,73	89
55,85	5,01	58	47,31	9,54	106
53,87	5,11	80	45,83	9,79	114
51,59	5,09	89	41,68	10,01	144
49,74	5,02	114	38,18	9,95	150
47,75	5,02	124	33,57	10,07	204
45,68	5,25	114	45,66	14,91	138
41,78	5,34	165	41,65	14,79	148
38,18	5,05	202	38,26	15,00	140
33,71	5,01	322	33,74	15,05	144
59,90	7,51	57	37,31	19,06	163
57,81	7,31	58	33,51	19,92	167

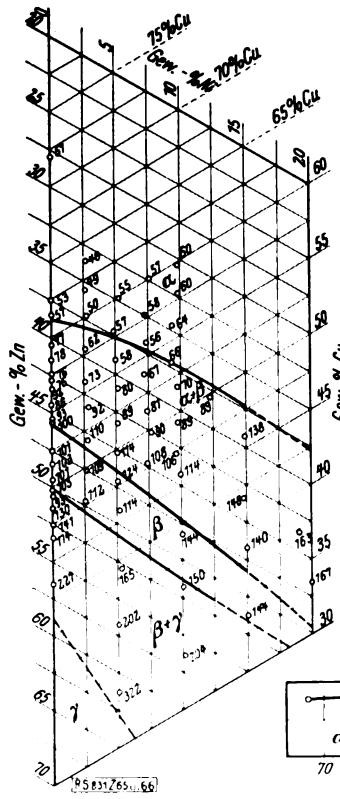


Abb. 65. Brinellhärte langsam erkalteter Nickel-Messinglegierungen.

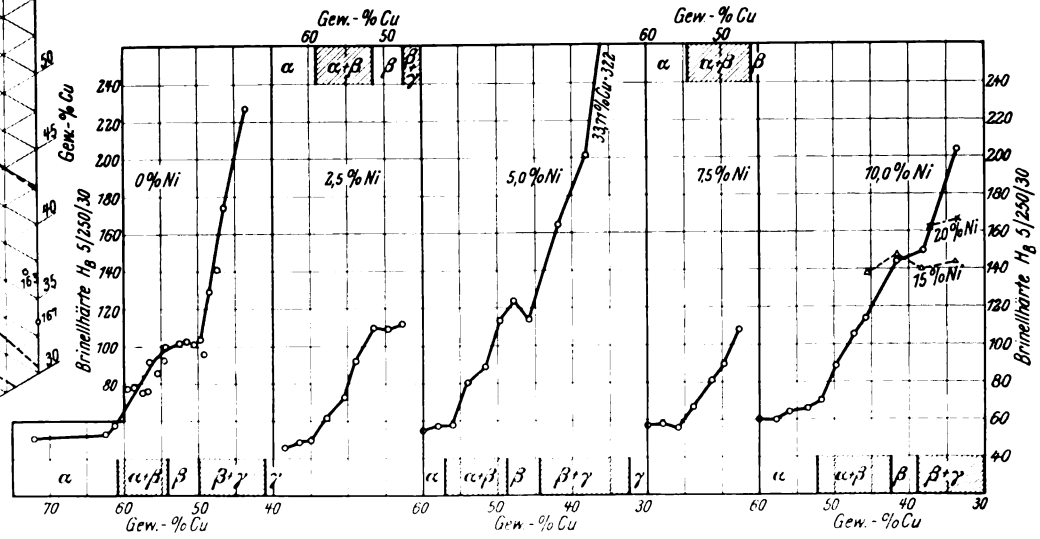


Abb. 66. Änderung der Brinellhärte langsam erkalteter Zn-Cu- und Ni-Zn-Cu-Legierungen mit dem Gefüge.

Digitized by Google

Anhang.

Die Härte von Nickel-Messinglegierungen.

An je einer Probe der für die Konstitutionsuntersuchungen verwendeten Legierungen wurde die Brinellhärte (mit einer 5 mm-Kugel bei einem Druck von 250 kg und einer Belastungsdauer von 30 Sek.) gemessen. Die Proben (10 mm lange Stücke der Gußstäbe) wurden vorher 2 st bei 800° geglüht und darauf schrittweise auf 600°, 500°, 400° und Raumtemperatur abgekühlt, wobei bei den genannten Temperaturen je etwa 20 st geglüht wurde.

Zum Vergleich der Härtewerte der Nickel-Messinge mit denen der Zn-Cu-Legierungen, wurden Proben reiner Messinglegierungen, die von einer früheren Untersuchung[1] stammten, in der gleichen Weise geglüht und abgekühlt.

Die in den Zahlentafeln 7 und 8 zusammengestellten Brinellhärten sind das Mittel aus zwei Kugeleindrücken. In Abb. 65 sind die Härtezahlen in der Konzentrationsebene eingetragen.

Die Änderung der Härte mit dem Gefüge der Legierungen geht aus Abb. 66 hervor. Man sieht, daß die für die reinen Zn-Cu-Legierungen geltende Abhängigkeit der Härte von dem Gefügeaufbau in allen Schnitten für konstanten Nickelgehalt — soweit der Verlauf der Kurven verfolgt wurde — erhalten bleibt. Innerhalb des α-Mischkristallgebietes nimmt die Härte nur sehr wenig zu, beim Auftreten der β-Kristallart erfolgt ein starker Anstieg, im β-Gebiet ändert sich die Härte wieder sehr wenig und mit dem Auftreten der γ-Kristalle wird sie abermals außerordentlich stark erhöht. Während die Härte des α-Mischkristalls durch Nickelzusätze nur unbedeutend und erst bei höheren Nickelgehalten merklich gesteigert wird, erfährt die Härte des β-Mischkristalls schon durch kleinere Nickelzusätze eine bedeutende Erhöhung.

[1] O. Bauer und M. Hansen: Der Aufbau der Kupfer-Zinklegierungen. Berlin: Julius Springer 1927.

Zur Kenntnis des Vergütungsvorganges in Legierungen.

Der Vorgang der Entmischung übersättigter β(Cu-Zn)-Mischkristalle durch Alterung bei verschiedenen Temperaturen.

Von **M. Hansen**[1].

Der zuerst an einigen Aluminiumlegierungen, insbesondere Duralumin, beobachtete Vergütungsvorgang[2] ist nicht mehr als eine Eigenart dieser Legierungen anzusehen; er tritt in allen Legierungen auf, die die notwendige und hinreichende Bedingung erfüllen, daß die Löslichkeit einer Kristallart in einer anderen mit fallender Temperatur abnimmt und daß der bei hoher Temperatur gelöste Anteil beim Abschrecken in Lösung bleibt[3]. Die durch Alterung (bei Raumtemperatur oder meistens erhöhter Temperatur) von solchen Legierungen, die durch Abschrecken bei hohen Temperaturen in den Zustand eines übersättigten Mischkristalls übergeführt sind, hervorgerufenen „anormalen“[4] Härte- und Festigkeitssteigerungen werden heute fast allgemein durch die beginnende hochdisperse Entmischung des übersättigten Mischkristalls, die offenbar zu einer Erhöhung des Gleitwiderstandes infolge der mit der Ausscheidung verbundenen Gitterstörungen führt, erklärt (Theorie der kritischen Dispersion)[5].

Über die zu Beginn der Alterung im Gitter sich abspielenden Vorgänge sei dabei nichts ausgesagt[1]. Für das etwas weiter fortgeschrittene Stadium der Vergütung bei relativ hohen Alterungstemperaturen ist durch Röntgenuntersuchungen an Cu-Be-Legierungen[2] mit Sicherheit nachgewiesen, daß die Härte noch weiter ansteigt, nachdem die Linien der gelösten Kristallart im Röntgenbilde sichtbar geworden sind[3]. Hier ist die Vergütung also sicher an den Ausscheidungsvorgang der gelösten Kristallart gebunden. Bei tieferen Alterungstemperaturen gelingt der direkte Nachweis der sich ausscheidenden Kristallart nicht. Man beobachtet nur eine sich durch die Verbreiterung und Ver-

[1] Original: Z. Physik Bd. 59, S. 466 bis 496. 1930.

[2] Auch Veredelung, Alterungs- und Zeithärtung genannt.

[3] Von dem eutektoiden Zerfall einer Kristallart in zwei andere Kristallarten, der unter geeigneten Bedingungen ebenfalls zu einer „Vergütung“ der Legierung führt, soll hier nicht die Rede sein.

[4] Beim Glühen übersättigter Mischkristalle ist entsprechend der dabei auftretenden Entmischung eine Abnahme der Härte und Festigkeit zu erwarten. Für Anlaßtemperaturen, bei denen die Entmischung nach sehr kurzer Alterungszeit schon mikroskopisch sichtbar wird, trifft das auch von vornherein zu.

[5] P. D. Merica, R. G. Waltenberg und H. Scott: Scient. Papers Bureau of Standards Nr. 347. 1919.

[1] Ob eine Entscheidung darüber möglich ist, erscheint zum mindesten zweifelhaft, da die Entmischung im Gebiet atomarer Dispersion einsetzt. Vgl. die von W. Guertler (Z. Metallkunde Bd. 21, S. 5 bis 6. 1929) und G. Masing (Wiss. Veröff. Siemenskonzern Bd. 8, S. 187 bis 196. 1929) entwickelten Vorstellungen. Nach O. Dahl, E. Holm und G. Masing (Wiss. Veröff. Siemenskonzern Bd. 8, S. 154 bis 186. 1929; Z. Metallkunde Bd. 20, S. 431 bis 433. 1928) hat der Vergütungsvorgang bereits in seinem Anfangsstadium heterogenen Charakter (Keimbildung), während v. Göler und G. Sachs (Naturwissensch. Bd. 17, S. 309 bis 312. 1929) annehmen, daß die der Entmischung vorausgehenden, in homogener Phase verlaufenden Vorgänge einen wesentlichen Anteil an der Vergütung haben.

[2] O. Dahl, E. Holm und G. Masing: a. a. O.; siehe auch E. Schmid und G. Wassermann: Naturwissensch. Bd. 14, S. 980. 1926; Metallwirtsch. Bd. 8, S. 1329 bis 1335. 1929.

[3] Außerdem tritt eine Verbreiterung der Linien des Mischkristalls auf, die von den genannten Verfassern als das Anzeichen eines Konzentrationsgefälles im Mischkristall gedeutet wird. Bei fortschreitender Alterung nimmt die Verbreiterung der Linien entsprechend einem Ausgleich der Konzentrationsunterschiede wieder ab.

Digitized by Google

wischung (zu größeren Gitterkonstanten hin) der Linien des Mischkristalls anzeigende Gitterstörung[1], die ihre Ursache in einem Konzentrationsgefälle und Eigenspannungen — als Folge der beginnenden Ausscheidung der gelösten Kristallart — haben. Nach Überschreitung einer gewissen Alterungszeit, die mit der Höhe der Alterungstemperatur stark abnimmt, wird der Prozeß der Keimbildung der sich ausscheidenden Kristallart von dem Wachstumsprozeß der Keime übertroffen: Härte und Festigkeit nehmen nach Erreichung eines Höchstwertes wieder ab.

Neben der Härte und Festigkeit, deren Erhöhung das Kennzeichen des Vergütungsvorganges in allen Legierungen ist, können sich — wie besonders Untersuchungen an aluminiumreichen Legierungen und Cu-Be-Legierungen gezeigt haben — bei der Alterung übersättigter Mischkristalle auch noch andere Eigenschaften (elektrischer Widerstand, Dichte, Ätzangriff sowie magnetische Eigenschaften bei ferromagnetischen Legierungen) in einer Richtung ändern, die der bei der Ausscheidung einer Phase zu erwartenden widerspricht. Alle diese „Anomalien", die übrigens zeitlich unabhängig voneinander verlaufen und nach gewissen Alterungszeiten vor den zu erwartenden Änderungen dieser Eigenschaften zurücktreten, sind, worauf besonders Masing[2] hingewiesen hat, nicht mehr als in Widerspruch mit der Ausscheidungstheorie zu betrachten, sondern als „Begleiterscheinungen einer hochdispersen Ausscheidung einer Kristallart anzusehen, die sich, der Eigenart der betreffenden Eigenschaft und den besonderen Bedingungen des Ausscheidungsvorganges entsprechend, bei verschiedenen Dispersitätsgraden bemerkbar machen."

Bereits Fraenkel und seine Mitarbeiter[3] hatten die Beobachtung der Widerstandsänderung benutzt, um in das Wesen der Duraluminvergütung tiefer einzudringen. Die von ihnen bei der Vergütung bei Raumtemperatur gefundene Widerstandserhöhung geht nach sehr langen Alterungszeiten im Sinne der Ausscheidungstheorie wieder zurück[4]. Wird Duralumin bei erhöhter Temperatur gealtert, so fällt der Widerstand nach einem anfänglichen Anstieg in sehr viel kürzerer Zeit. Dem Duralumin analog verhalten sich die von Masing und Dahl[5] eingehend untersuchten Cu-Be-Legierungen. Im Gegensatz dazu fällt bei den Ag-Cu-[1] und Pb-Sb-Legierungen[2] der Widerstand unmittelbar nach dem Beginn der Alterung; auch bei relativ niedrigen Alterungstemperaturen[3].

Es hat danach den Anschein, daß die bei den genannten und einigen anderen analog aufgebauten Legierungen beobachtete Widerstandserhöhung, die als ein Maß für die Größe der Gitterstörung bei der beginnenden hochdispersen Entmischung anzusehen ist[4], besonders dann — wenn nicht ausschließlich — eintritt, wenn sich Keime einer intermetallischen Verbindung bilden müssen, während bei der Ausscheidung von reinen Komponenten, wie im Falle der Ag-Cu- und Pb-Sb-Legierungen, ein sofortiger Widerstandsabfall entsprechend den bei der Löslichkeitsänderung zu erwartenden Verhältnissen erfolgt[5]. Das darüber vorliegende Tatsachenmaterial ist zwar vorerst noch sehr spärlich.

Wie weiter unten gezeigt wird, reagiert der elektrische Widerstand sehr empfindlich auf feinbauliche Änderungen, und die Verfolgung seiner Änderung, vornehmlich zu Beginn der Alterung, erweist sich als sehr geeignet, um einen Einblick — wenn auch nicht in das Wesen der beginnenden Entmischung — so doch in den zeitlichen Ablauf des Entmischungsvorganges zu gewinnen. Gleichzeitig verspricht die Beobachtung der Eigenschaftsänderungen während der Vergütung eine Vertiefung unserer Kenntnis der hochdispersen Phasen überhaupt.

Der Vergütungsvorgang in Kupfer-Zinklegierungen.

Der Vergütungsvorgang ist bisher nur an Legierungen näher studiert worden, die aus einem an Grundmetall reichen Mischkristall aufgebaut sind. Diese Legierungen haben das Raumgitter des Grundmetalls, in dem Atome von einem oder mehreren Zusatzmetallen durch Substitution von Atomen des Grundmetalls statistisch verteilt sind. (Ideale Mischkristalle.) Beim Altern scheidet sich — je nach der Konstitution der betreffenden binären Legierungsreihe — entweder das Zusatzmetall als solches oder als eine aus beiden Metallen gebildete intermediäre Kristallart (Verbindung) aus. Bei analog aufgebauten ternären Mischkristallen kann sich unter anderem eine aus beiden Zusatzmetallen bestehende Kristallart oder eine ternäre Kristallart intermediärer Zusammensetzung ausscheiden.

---

[1] O. Dahl, E. Holm und G. Masing: a. a. O. M. L. V. Gayler und G. D. Preston: J. Inst. Met. Bd. 41, S. 191 bis 234. 1929; v. Göler und G. Sachs: a. a. O.

[2] G. Masing: Arch. Eisenhüttenwes. Bd. 2, S. 185 bis 194. 1928/29; Wiss. Veröff. Siemenskonzern Bd. 8, S. 187 bis 196. 1929; siehe auch W. Rosenhain: J. Iron Steel Inst. Bd. 110, S. 178. 1924; R. S. Archer: Trans. Amer. Soc. Steel Treating Bd. 10, S. 718 bis 747. 1926.

[3] W. Fraenkel und R. Seng: Z. Metallkunde Bd. 12, S. 225 bis 237. 1920; W. Fraenkel und E. Scheuer: ebenda Bd. 14, S. 49 bis 58. 1922.

[4] C. S. Taylor: Trans. Amer. Soc. Steel Treating Bd. 10, S. 742. 1926. Dasselbe wurde von v. Zeerleder und M. Bosshard (Z. Metallkunde Bd. 19, S. 467. 1927) an einer Al—Mg—Si-Legierung beobachtet. Nach 12monatiger Lagerung bei 20° war der Widerstand noch nicht wieder auf den Ausgangswert zurückgegangen.

[5] O. Dahl, Z. Metallkunde Bd. 20, S. 22 bis 24. 1928; G. Masing und O. Dahl: Wiss. Veröff. Siemenskonzern Bd. 8, S. 126 bis 141. 1929.

[1] W. Fraenkel: Z. anorg. Chem. Bd. 154, S. 386 bis 394. 1926; W. Fraenkel und P. Schaller: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 237 bis 243. 1928. Vgl. auch N. Ageew, M. Hansen und G. Sachs, Z. Physik 1930. Im Druck.

[2] R. S. Dean, L. Zickrick und F. C. Nix: Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 73, S. 505 bis 529. 1926.

[3] Bei den Ag—Cu-Legierungen konnten vom Verfasser die Ergebnisse von Fraenkel-Schaller bestätigt und durch Messungen bei Anlaßtemperaturen unter 200° erweitert werden.

[4] Einen Ansatz zur Erklärung der Widerstandserhöhung bei der Vergütung von Cu—Be-Legierungen hat G. Masing gemacht (Wiss. Veröff. Siemenskonzern Bd. 8, S. 192 bis 196. 1929).

[5] Die dieser Auffassung entgegenstehende Beobachtung von O. Dahl (Wiss. Veröff. Siemenskonzern Bd. 6, S. 222 bis 229. 1927), wonach bei der Alterung von Cu—Mg-Legierungen bei 400° keine Widerstandserhöhung stattfindet, wird auf die relativ hohe Alterungstemperatur zurückzuführen sein.

Digitized by Google

Im Hinblick auf die bei der Alterung übersättigter idealer Mischkristalle gesammelten Erkenntnisse war es interessant, den Ablauf der hochdispersen Entmischung mit Hilfe von Widerstandsmessungen in solchen Legierungen zu verfolgen, die im abgeschreckten Zustande aus einem übersättigten Mischkristall intermediärer Zusammensetzung bestehen. Zu diesen Legierungen gehören die Kupfer-Zink-Legierungen des ($\alpha+\beta$)-Gebietes mit 61,0 bis 54,3% Cu, die nach dem Zustandsdiagramm (Abb. 1) durch Abschrecken bei Temperaturen oberhalb der β ($\alpha+\beta$)-Grenzkurve in den Zustand eines bei Raumtemperatur übersättigten β-Mischkristalls überführt werden und die sich durch darauffolgendes Anlassen bei erhöhter Temperatur unter Ausscheidung des gesättigten α-Mischkristalls mit 61% Cu entmischen. Aus zwei Gründen war zu vermuten, daß die die hochdisperse Entmischung begleitende Widerstandsänderung in anderer Weise erfolgen würde als bei der Vergütung der bisher untersuchten Legierungen.

1. Das Raumgitter der lösenden β-Kristallart zeichnet sich durch eine geordnete Verteilung der Cu- und Zn-Atome aus; es besteht nach Westgren und Phragmén[1] aus zwei einfachen kubischen Gittern, die einander zentrieren (CsCl-Struktur[2]). Beim Altern müssen sich in diesem Gitter Keime des α-Mischkristalls (Kupfergitter mit statistisch verteilten Zn-Atomen) bilden, ein Vorgang, der von dem bei der Entmischung idealer Mischkristalle auftretenden durchaus verschieden ist.

2. Während eine Legierung im Zustande eines übersättigten idealen Mischkristalls stets einen höheren Widerstand (bei Raumtemperatur) besitzt als im entmischten (Gleichgewichts-)Zustande, verhalten sich die zu betrachtenden Kupfer-Zinklegierungen gerade umgekehrt. Nach Messungen von Matsuda[3] ändert sich der Widerstand dieser Legierungen nach dem Abschrecken bei verschiedenen Temperaturen in der in Abb. 2 wiedergegebenen Weise: Eine im Zustandsgebiet des β-Mischkristalls abgeschreckte Legierung hat einen kleineren Widerstand als im vollkommen entmischten Zustande[4]. Im fortgeschrittenen Stadium der Vergütung, besonders bei höheren Alterungstemperaturen, ist also eine Annäherung an den höheren Widerstand der im Gleichgewicht befindlichen Legierung zu erwarten.

Eine Beeinflussung der Widerstandsänderung während der Vergütung durch die im β-Mischkristall stattfindende „Umwandlung" bei 453° ist nicht zu erwarten, da diese Umwandlung keine Phasenumwandlung ist und durch Abschrecken nicht überprungen werden kann[5]. In der Tat konnte bei der Alterung (bei 175, 200 und 225°) einer bei 800° abgeschreckten Legierung mit 52,17% Cu, die bei allen Temperaturen zwischen Raumtemperatur und Solidustemperatur nur aus β-Mischkristallen besteht, keine Änderung des Widerstandes beobachtet werden[1].

1. Änderung des elektrischen Widerstandes während der Alterung.

a) Experimentelles. Ein Teil der Legierungen lag in Form hartgezogener, aus reinen Ausgangsstoffen hergestellter Drähte von 5 mm Durchmesser vor[2]. Die übrigen Legierungen wurden aus Elektrolytkupfer und Zink „Kahlbaum" erschmolzen, zu Rundstäben von

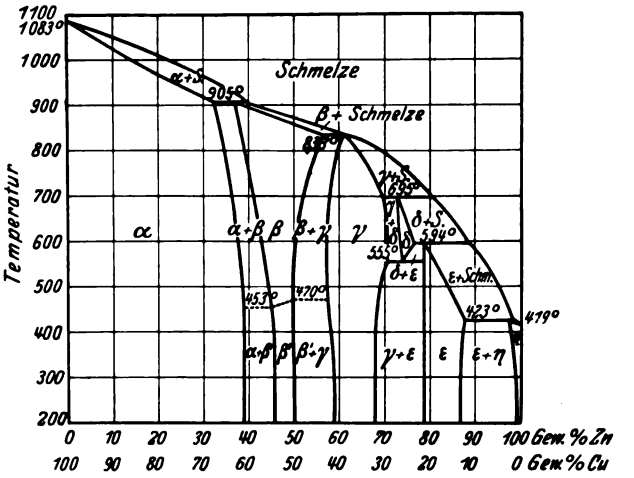


Abb. 1. Zustandsdiagramm der Kupfer-Zinklegierungen.

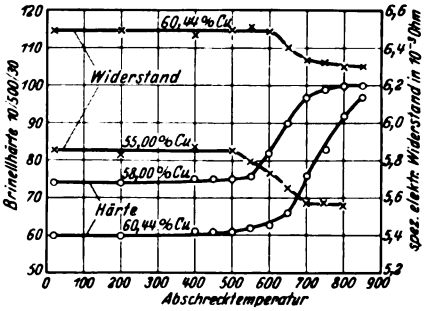


Abb. 2. Härte und Widerstand von Cu-Zn-Legierungen mit 60,44% und 58,00% Cu nach dem Abschrecken bei verschiedenen Temperaturen (nach Matsuda).

Wärmebehandlung: Bei 700° geglüht, langsam im Ofen erkalten gelassen und darauf 30 Min. bei Temperaturen zwischen 200° und 850° geglüht und in Wasser abgeschreckt.

150 mm Länge und 15 mm Durchmesser vergossen (Eisenkokille) und darauf auf etwa 7 mm heruntergeschmiedet und auf 5 mm Durchmesser abgedreht. Alle Legierungen waren frei von Blei.

Für die Widerstandsmessungen wurden kleine Stäbchen von 60,3 mm Länge verwendet. Die Proben wurden bei hinreichend hohen Temperaturen (870 bis 820°) geglüht und möglichst schnell in Eiswasser oder kaltem Wasser abgeschreckt. Schnelles Abschrecken war be-

[1] A. Westgren und G. Phragmén: Phil. Mag. Bd. 50, S. 311 bis 341. 1925.

[2] Die β-Kristallart ist danach als ein Mischkristall auf der Basis der Verbindung CuZn (49,3% Cu) anzusehen.

[3] T. Matsuda: J. Inst. Met. Bd. 39, S. 67 bis 108. 1928.

[4] Das geht auch aus dem Verlauf der Widerstandsisotherme für 20° hervor (J. L. Haughton und W. T. Griffiths: J. Inst. Met. Bd. 34, S. 245 bis 253. 1925).

[5] Eine Zusammenfassung der die Umwandlung im β-Mischkristall behandelnden Arbeiten siehe bei O. Bauer und M. Hansen: Der Aufbau der Kupfer-Zinklegierungen, eine Monographie. Berlin: Julius Springer 1927. Vgl. auch C. H. Johannsson: Ann. Physik Bd. 84, S. 976 bis 1008. 1927.

[1] Die von Matsuda gefundenen Ergebnisse, wonach die in Abb. 2 dargestellten Kurven bei 453° keine diskontinuierliche Änderung des Widerstandes aufweisen, sind damit in Einklang.

[2] Der Hirsch- (Kupfer- und Messingwerke) A.-G., Berlin, bin ich für die bereitwillige Herstellung der Drähte zu herzlichem Dank verpflichtet.

Digitized by Google

sonders bei der Legierung mit 60,58% Cu unerläßlich, da sonst infolge der außerordentlich hohen Geschwindigkeit, mit der sich die Legierungen über 60% Cu schon während des Abschreckens entmischen[1], der übersättigte Zustand nicht oder nur teilweise erhalten bleibt. Es würde dann die Voraussetzung für die Vergütbarkeit der Legierung entweder ganz fehlen[2], oder der erhaltene Übersättigungsgrad würde demjenigen einer kupferärmeren Legierung entsprechen. Die Höhe der Abschreckkungstemperatur war, sofern eine Entmischung während der Abschreckung verhindert wurde, ohne Einfluß auf den Verlauf der Widerstandsänderung während der Alterung.

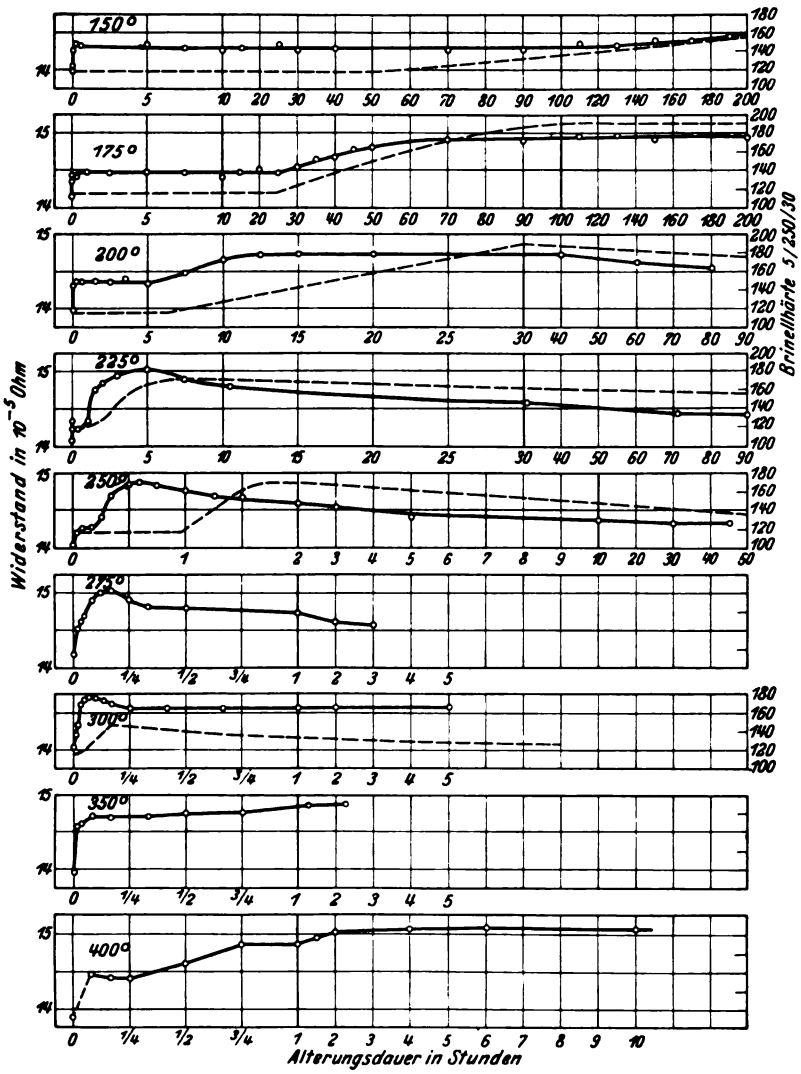


Abb. 3. Änderung des Widerstandes einer abgeschreckten Cu–Zn-Legierung mit 59,15% Cu während der Alterung bei verschiedenen Temperaturen.
Vorbehandlung: 1 Stunde bei 820° geglüht und abgeschreckt.

Das Altern erfolgte in elektrisch geheizten Ölbädern (bei 100 bis 225°) und Salzbädern (bei 250° und höheren Temperaturen). Die Temperaturschwankung war bei kurzen Glühungen nicht größer als $\pm 1°$, bei längeren Glühdauern betrug sie etwa $\pm 3°$. Von Zeit zu Zeit wurde die Alterung durch Abschrecken in Benzol bzw. Wasser unterbrochen und der Widerstand mit einer Thomsonbrücke von Siemens und Halske in Verbindung mit einem Spiegelgalvanometer gemessen. Zum Einspannen der Stäbchen diente eine aus vier Stahlschneiden bestehende Vorrichtung, die ein schnelles Arbeiten ermöglichte. Der Abstand der inneren Schneiden betrug 50,29 mm, der äußeren Schneiden etwa 54 mm. Die Proben wurden nach dem Abschrecken einige Zeit bei Raumtemperatur belassen und dann zwei- bis dreimal gemessen. Die Meßgenauigkeit betrug 0,12 bis 0,15%. Ein Eintauchen der Einspannvorrichtung in einen Vaselinölthermostaten stellte sich, wie an einigen Versuchsreihen gezeigt wurde, als unnötig heraus, da die Raumtemperatur nur sehr wenig schwankte und es nur auf die Feststellung der Widerstandsänderung ankam. Die Meßreihen waren sehr gut zu reproduzieren.

b) Der Einfluß der Alterungstemperatur. In den Abb. 3 bis 6 sind die Ergebnisse der Widerstandsmessungen[1] an vier Legierungen mit steigendem Übersättigungsgrad wiedergegeben[2]. Besonderer Wert wurde auf die Bestimmung der Widerstandsänderung am Anfang der Alterung gelegt.

Die für einige Anlaßtemperaturen gestrichelt eingezeichneten Kurven der gleichzeitigen Härteänderung sind für einen Vergleich mit dem Verlauf der Widerstandsänderung nicht geeignet, da die Härteänderungen an anderen Proben (Platten) verfolgt wurden. Die in einigen Fällen beobachtete auffallende Parallelität in der zeitlichen Änderung der beiden Eigenschaften ist wohl als mehr oder weniger zufällig anzusehen, zumal sich bei anderen Legierungen Widerstand und Härte unabhängig voneinander ändern.

Die Legierung mit 59,15% Cu. Aus Abb. 3 geht hervor, daß bei 400° sich der Widerstand in der nach Abb. 2 zu erwartenden Weise ändert, d. h. sich allmählich dem höheren Widerstandswert der vollkommen entmischten Legierung nähert, ohne ihn jedoch zu erreichen. Der spezifische Widerstand[1] $\left(\text{in } \frac{\text{Ohm} \cdot \text{mm}^2}{\text{m}}\right)$

[1] O. Bauer und M. Hansen: Der Aufbau der Kupfer-Zinklegierungen, eine Monographie, S. 90ff. Berlin: Julius Springer 1927; Z. Metallkunde Bd. 19, S. 423 bis 434. 1927.

[2] Bei den magnesiumreichen Mg–Cu-Legierungen ist eine Vergütung wegen der großen Entmischungsgeschwindigkeit des Mischkristalls unmöglich; M. Hansen: J. Inst. Met. Bd. 37, S. 93 bis 100. 1927; Mitt. Materialpr.-Amt und Kais. Wilh.-Inst. Metallforsch. Sonderheft 3, S. 21 bis 28. 1927.

[1] In diesen und allen folgenden Abbildungen ist der Widerstand der jeweils verwendeten Probe in Ohm angegeben. Wegen geringer Unterschiede im Durchmesser der Proben, was schon durch die verschiedenen Anfangswerte des Widerstandes zum Ausdruck kommt, sind die Widerstandswerte absolut genommen nicht vergleichbar. Der daraus berechnete spezifische Widerstand macht keinen Anspruch auf große Genauigkeit.

[2] Der verschiedene und wechselnde Maßstab der Zeitachse ist zu beachten.

Digitized by Google

der Legierung nach dem Abschrecken beträgt im Mittel 0,0543. Nach vierstündigem Anlassen auf 400° ist er auf 0,0588 gestiegen. Der fast gleiche Widerstand nach zehnstündigem Anlassen entspricht jedoch noch nicht dem Widerstand der völlig entmischten Legierung (Gleichgewichtszustand), denn darauffolgendes einstündiges Glühen bei 450° erhöhte den Widerstand weiter auf 0,0602, während die Legierung im Gleichgewichtszustand einen noch höheren Widerstand (rund 0,0650) haben müßte[1].

Bei 350° ist der Verlauf ähnlich, doch erreicht hier der Widerstand entsprechend der noch größeren Entfernung vom Gleichgewichtszustand einen etwas weniger hohen Wert (rund 0,0578 nach $2^1/_4$ St.). Auffallend ist der starke Anstieg bereits nach $^1/_2$ bis 1 Min.[2].

Auch bei 300° steigt der Widerstand nach sehr kurzen Anlaßzeiten schnell an, fällt aber nach Erreichung eines Höchstwertes auf einen konstant bleibenden Endwert ab. Der spezifische Widerstand konnte bei dieser Probe nicht ermittelt werden.

Bei 275° ist der Verlauf der Widerstandsänderung ähnlich dem bei 300°. Nach Erreichung eines Höchstwertes, bei dem sich der spezifische Widerstand bis auf 0,0581 dem Widerstand der völlig entmischten Legierung nähert, sinkt der Widerstand nach dreistündigem Anlassen auf 0,0564[3]. Der Abfall auf den Endwert erfolgt bedeutend langsamer als bei 300°. Bemerkenswert ist, daß der Widerstand in der ersten Minute um sehr viel mehr ansteigt als in den folgenden Minuten.

Aus den für 250° und tiefere Temperaturen geltenden Kurven geht einwandfrei hervor, daß der Widerstandsanstieg in zwei — bei diesen Alterungstemperaturen deutlich voneinander zu unterscheidenden — Schritten verläuft. Nach dem ersten sprunghaften Anstieg, der bereits nach sehr kurzer Anlaßdauer beendet ist und dessen Größe von der Alterungstemperatur offenbar wenig abhängt, bleibt der Widerstand eine mit fallender Alterungstemperatur immer größer werdende Zeit konstant[4]. Die zweite bedeutend langsamer verlaufende Widerstandserhöhung ist um so größer und früher beendet[5], je höher die Alterungstemperatur ist. Nach Erreichung eines Höchstwertes, der bei 200° und tieferen Temperaturen längere Zeit erhalten bleibt[6], fällt der Widerstand ab — und zwar um so langsamer, je tiefer die Alterungstemperatur ist — und nähert sich allmählich einem für jede Temperatur charakteristischen Endwert[7].

[1] J. L. Haughton und W. T. Griffiths: J. Inst. Met. Bd. 34, S. 245 bis 253. 1925.

[2] Während dieses kurzen Verweilens im Salzbad hat die Probe die gewünschte Temperatur naturgemäß eine bedeutend kürzere Zeit innegehabt.

[3] Bei längerer Alterung wird der Widerstand wahrscheinlich noch weiter fallen.

[4] Bei 250° etwa 10 Min., bei 225° etwa $^1/_2$ St., bei 200° 5 St., bei 175° 25 St., bei 150° rund 100 St.

[5] Bei 250° dauert der Anstieg auf den Höchstwert etwa 25 Min., bei 225° etwa $^1/_2$ St., bei 200° $7^1/_2$ St., bei 175° 45 St., bei 150° länger als 80 St. Auf die Größe der Widerstandsänderungen wird weiter unten eingegangen.

[6] Bei 200° etwa 30 St., bei 175° länger als 130 St., bei 150° ist der Höchstwert nach 200 St. noch nicht erreicht.

[7] Bei dieser Legierung wurde der Endwert nur bei 250° (nach 30 bis 40 St.) und 225° (nach 70 bis 80 St.) nahezu erreicht. Der spezifische Widerstand betrug 0,0554 bzw. 0,0557.

Die Legierungen mit 59,74, 59,93 und 60,58% Cu. Die bei der Alterung dieser Legierungen beobachteten Widerstandsänderungen (Abb. 4 bis 6) entsprechen den für die Legierung mit 59,15% Cu beschriebenen Änderungen vollkommen[1]. Auch hier wird bei genügend tiefen Alterungstemperaturen eine Trennung der beiden die Erhöhung des Widerstandes verursachenden Vorgänge beobachtet. Bei höheren Temperaturen folgt dagegen die zweite Erhöhung unmittelbar auf die erste, so daß eine große Anzahl Messungen in kurzen Zeitabständen notwendig ist[2].

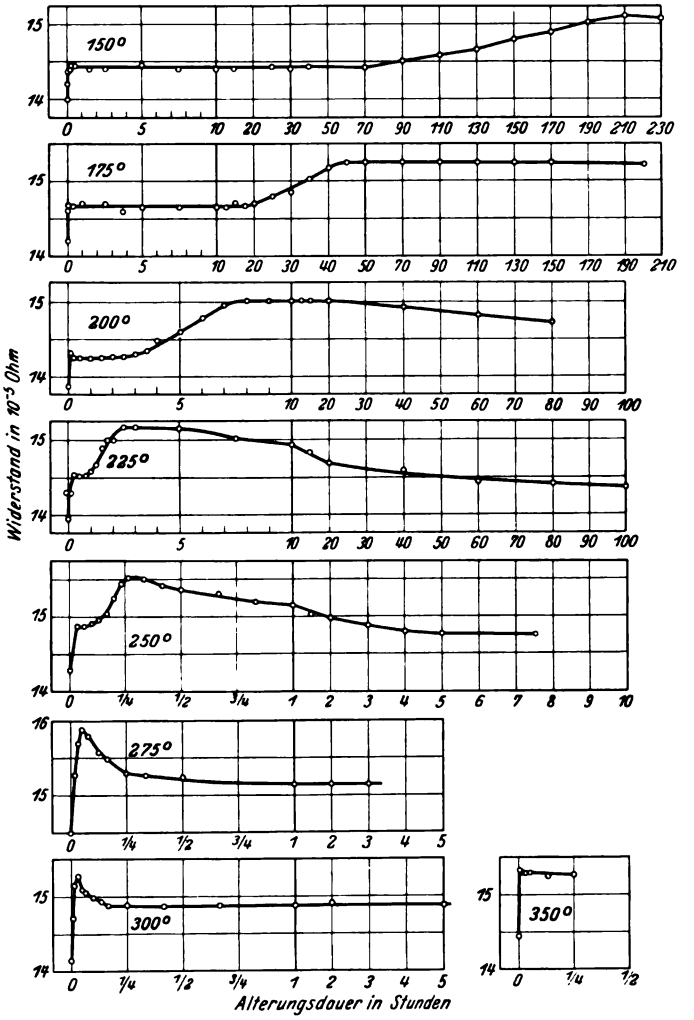


Abb. 4. Änderung des Widerstandes einer abgeschreckten Cu – Zn-Legierung mit 59,74% Cu während der Alterung bei verschiedenen Temperaturen. Vorbehandlung: 15 Min. bei 870° geglüht und abgeschreckt.

Deutung der Ergebnisse. Die während der Alterung beobachteten Widerstandsänderungen (sprung-

[1] Nur die Legierung mit 60,58% Cu macht hinsichtlich der Größe der Widerstandsänderungen bei 175, 275 und 300° eine Ausnahme. Auf die Ursache wird weiter unten eingegangen.

[2] Wäre die Widerstandsänderung während der Alterung nicht nach jedesmaligem Abschrecken, sondern bei der Alterungstemperatur verfolgt worden, so wäre der erste sprunghafte Anstieg und bei höheren Temperaturen auch ein Teil des (durch die Entmischung hervorgerufenen) zweiten Anstieges der Beobachtung entgangen. In der Zeit, die zur Einstellung des Temperaturgleichgewichtes vor der ersten Messung notwendig ist, hätten sich diese Gitteränderungen bereits vollzogen.

Digitized by Google

hafter Anstieg, langsamer verlaufender Anstieg und Abfall auf den Endwert) lassen auf das Vorhandensein dreier Vorgänge schließen, die bei hinreichend tiefen Alterungstemperaturen zeitlich nacheinander verlaufen. Bei höheren Temperaturen dagegen werden die drei

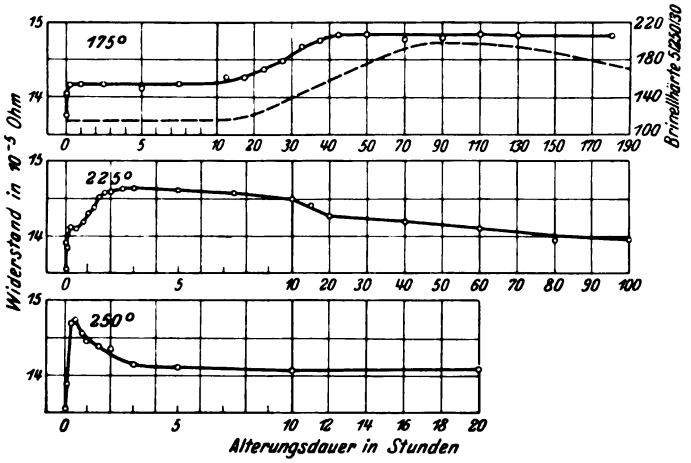


Abb. 5. Änderung des Widerstandes einer abgeschreckten Cu – Zn-Legierung mit 59,93% Cu während der Alterung bei verschiedenen Temperaturen. Vorbehandlung: 15 Min. bei 870° geglüht und abgeschreckt.

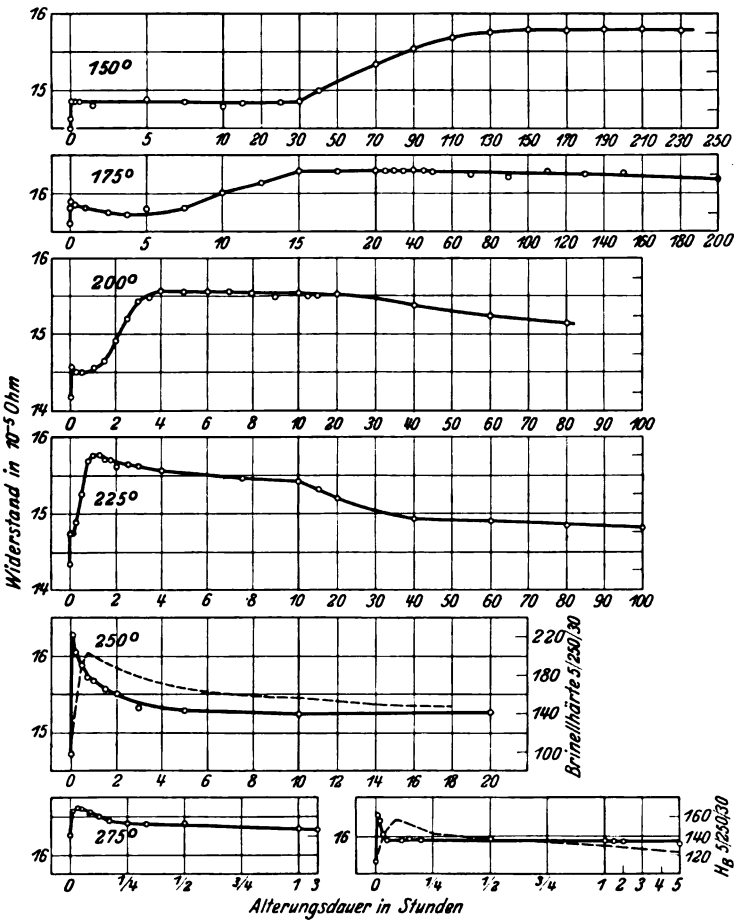


Abb. 6. Änderung des Widerstandes einer abgeschreckten Cu – Zn-Legierung mit 60,58% Cu während der Alterung bei verschiedenen Temperaturen. Vorbehandlung: 15 Min. bei 870° geglüht und abgeschreckt.

Vorgänge so stark beschleunigt, daß sie zum Teil gleichzeitig ablaufen. Es kommt also zu einer Überlagerung der einzelnen Widerstandsänderungen; man beobachtet gewissermaßen ihre Differenz. Im folgenden soll versucht werden, für die einzelnen Stadien eine Deutung zu geben.

Die erste sprunghafte Erhöhung des Widerstandes wird durch einen Vorgang im Raumgitter hervorgerufen, der keinen Anteil an der Vergütung hat, da die Härte während dieser Zeit und der darauffolgenden Dauer des konstant bleibenden Widerstandes nicht ansteigt. Da diese Gitteränderung der Vergütung vorausgeht und mit dieser nicht zusammenhängt — was auch aus der Trennung der beiden Prozesse durch eine Periode konstant bleibenden Widerstandes hervorgeht —, so wird man einen in homogener Phase verlaufenden Vorgang annehmen müssen. Durch die Auffindung eines solchen Vorganges hat die Auffassung, daß der Vergütungsvorgang bereits in seinem Anfangsstadium heterogenen Charakter hat (hochdisperse Entmischung, Keimbildung), sehr an Sicherheit gewonnen.

Über die Natur der in dem ersten Stadium der Alterung auftretenden Gitteränderung läßt sich auf Grund der Widerstandsmessungen natürlich nichts Genaues sagen, doch wird man eine Verteilungsänderung der Kupfer- und Zinkatome annehmen können, die röntgenometrisch nicht wahrnehmbar ist, da sie sich im Gebiet atomarer Dispersion abspielt. Die Beobachtung der Widerstandsänderung zeigt sich hier also der röntgenometrischen Verfolgung des Vergütungsvorganges überlegen.

Die Annahme, daß eine Änderung der Verteilung der Atome eine Störung des Gitters und damit einen erhöhten elektrischen Widerstand ergeben kann, erscheint einleuchtend, wenn man bedenkt, daß die Legierungen, die im abgeschreckten Zustand nur aus der β-Kristallart (CsCl-Struktur) bestehen, nach der Entmischung vorwiegend aus der α-Kristallart (kubisch-flächenzentriert) aufgebaut sind. Die untersuchten Legierungen mit 59,15, 59,74, 59,93 und 60,58% Cu bestehen im Gleichgewichtszustand zu 72,5 bzw. 81,5, 84 und 94% (!) aus α-Kristallen.

Sind es wirklich durch Verteilungsänderung der Atome entstandene Gitterstörungen, die den ersten sprunghaften Widerstandsanstieg herbeiführen, so ist zu erwarten, daß mit fortschreitender Alterung bei relativ hohen Temperaturen[1] die Störungen allmählich wieder beseitigt werden und damit ein Abfall des Widerstandes eintritt. In der Tat konnte in einem Falle (Abb. 14, Legierung 58,27% Cu) ein deutlicher Abfall des Widerstandes (bis nahezu auf den Anfangswert) wahrgenommen werden, bevor der zweite Anstieg erfolgte[2]. Auch die bei den kupferreicheren Legierungen (Abb. 3 bis 6) in einigen Fällen[3] beobachtete kleine Abnahme des Widerstandes unmittelbar nach seiner Erhöhung dürfte auf die Beseitigung von Gitterstörungen zurückzuführen sein. Der Widerstandsabfall kommt hier jedoch nicht voll zur Auswirkung, da in diesen Legierungen der die zweite Er-

[1] Daß bei tieferen Temperaturen (150 bis 200°) die Spannungen erhalten bleiben, der Widerstand also über lange Zeit konstant bleibt, ist verständlich.

[2] Auf diese Kurven wird weiter unten (S. 32 bis 33) eingegangen.

[3] Vgl. insbesondere Abb. 3, Alterungstemperatur 225°.

Digitized by Google

höhung verursachende Vorgang bereits nach kurzen Alterungszeiten einsetzt.

Durch Untersuchungen von Matsuda[1] wird die Existenz der auch bei relativ tiefen Temperaturen ziemlich schnell verlaufenden Gitteränderung bestätigt. Auf den Widerstandstemperaturkurven (Erhitzungsgeschwindigkeit 4° pro Minute) einer bei 700 bzw. 750, 800 und 850° abgeschreckten Legierung mit 60,44% Cu (Abb. 7) treten bei etwa 110° kleine Widerstandserhöhungen[2] auf, die bei weiter steigender Temperatur nicht zurückgehen. Bei tieferen Temperaturen als 110° scheint die Änderung nicht merklich zu sein. Da der Übersättigungsgrad der bei 750 und 700° abgeschreckten Proben nach Abb. 1 von dem der bei 800 und 850° abgeschreckten verschieden ist, hat es den Anschein, als ob diese Temperatur von der Zusammensetzung des übersättigten Mischkristalls unabhängig ist, was ebenfalls im Sinne der oben gegebenen Deutung ist. Bei einer Legierung mit 58,00 Cu konnte der Widerstandsanstieg nicht gefunden werden.

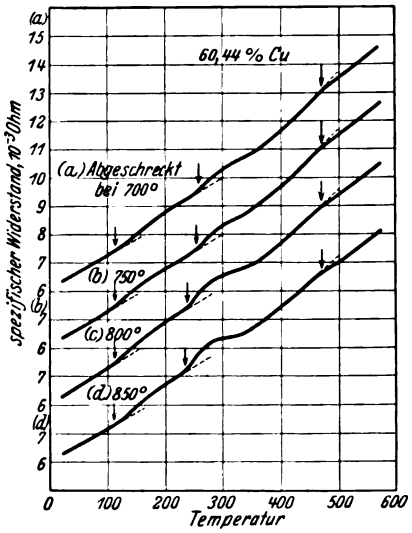


Abb. 7. Widerstandstemperaturkurven einer bei verschiedenen Temperaturen abgeschreckten Cu–Zn-Legierung mit 60,44% Cu (nach Matsuda).

Der zweite Widerstandsanstieg ist auf den Entmischungsvorgang zurückzuführen, der bei tiefen Alterungstemperaturen erst nach einer mit fallender Alterungstemperatur stark zunehmenden Periode konstanten Widerstandes, der Induktionsperiode der Keimbildung, einsetzt. Bei höheren Temperaturen erfolgt die Keimbildung in ungleich kürzerer Zeit, so daß die Induktionsperiode fehlt und der zweite Widerstandsanstieg sich unmittelbar dem ersten anschließt.

Infolge der Eigenart der hochdispersen Entmischung und den damit verbundenen inneren Spannungen tritt jedoch — in Analogie mit den an anderen Legierungen gemachten Beobachtungen — eine „anormale" Widerstandserhöhung ein: Die Entmischung führt zu einem größeren Widerstand, als dem nach längeren Alterungszeiten erreichten Endzustand des Entmischungsvorganges bei der betreffenden Alterungstemperatur entspricht. Nach einer gewissen Zeit, in der der Ausscheidungsvorgang vor dem fast gleichzeitig einsetzenden Vorgang des Keimwachstums zurücktritt, muß also ein Abfall auf diesen Endwert erfolgen. Der Endwert selbst entspricht einem um so kleineren spezifischen Widerstand, je tiefer die Alterungstemperatur, d. h. je weniger fortgeschritten die Entmischung ist[1]. Der Widerstandsabfall muß also bei tiefen Alterungstemperaturen größer als bei höheren sein.

In Abb. 8 sind die bei der Alterung von Duralumin (und analog aufgebauter Legierungen) einerseits und von β (Cu-Zn)-Mischkristallen andererseits beobachteten Widerstandsänderungen schematisch dargestellt. Daraus geht hervor, 1. daß beim β-Messing — im Gegensatz zu den für Duralumin geltenden Verhältnissen — der Widerstandswert der abgeschreckten Legierung nach beendeter „anormaler" Änderung nicht wieder erreicht wird, da der Widerstand einer auch nur teilweise entmischten Legierung stets oberhalb des Widerstandes der abgeschreckten Legierung liegt; 2. daß beim Duralumin durch die „anormale" Widerstandserhöhung eine

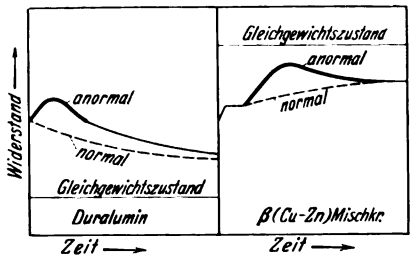


Abb. 8. Schematische Darstellung der Widerstandsänderung bei der Vergütung des Duralumins und übersättigter β (Cu–Zn)-Mischkristalle.

Entfernung vom Widerstand der im Gleichgewicht befindlichen Legierung eintritt, während sich beim β-Messing der Widerstand während der „anormalen" Änderung dem Widerstand der im Gleichgewicht befindlichen Legierung nähert und sich dann wieder davon entfernt. Die Größe der „anormalen" Widerstandserhöhung beim β-Messing stellt sich also als Differenz des gesamten Widerstandsanstieges (bis zum Höchstwert) und des normalen Widerstandsanstieges infolge der Entmischung (bis zum konstanten Endwert) dar.

Bei relativ hohen Alterungstemperaturen tritt in Analogie mit den Beobachtungen am Duralumin und anderen vergütbaren Legierungen keine „anormale" Widerstandserhöhung ein, da dann der Prozeß des Keimwachstums vorherrscht und eine Verspannung des Raumgitters nicht mehr eintritt (vgl. die gestrichelten Kurven in Abb. 8).

Die durch die Ausscheidung der α-Kristallart hervorgerufene Erhöhung des Widerstandes ist auch auf den Widerstandstemperaturkurven der Abb. 7 zu sehen. Bei der von Matsuda[2] angewendeten Erhitzungsgeschwindigkeit beginnt der beschleunigte Widerstandsanstieg bei 240 bis 270° merklich zu werden. Er ist um so größer

[1] T. Matsuda: J. Inst. Met. Bd. 39, S. 67 bis 108. 1928. Die Arbeit wurde während der Durchführung der eigenen Untersuchungen veröffentlicht.

[2] Eine Deutung dieser Erscheinung gibt Matsuda nicht; er spricht von einer anormalen Änderung des Widerstandes, die nicht von einer Härteänderung begleitet sei.

[1] Vgl. die oben angegebenen Werte des spezifischen Widerstandes.

[2] T. Matsuda: a. a. O.

Digitized by Google

und beginnt bei um so tieferen Temperaturen, je größer der Übersättigungsgrad der Legierung ist, je mehr α-Kristalle sich also ausscheiden. Bei weiter steigender Temperatur geht die plötzliche Zunahme des Widerstandes wieder zurück[1]. Dieser Rückgang des Widerstandes ist mit unseren Beobachtungen, wonach der größte Teil des Widerstandsanstieges „anormal" ist, in bester Übereinstimmung[2].

Die Größe der Widerstandsänderungen. Da die aus den Widerstandszeitkurven zu entnehmende Größe der Widerstandsänderungen nicht vergleichbar ist[3] und eine hinreichend genaue Berechnung des spezifischen Widerstandes nur bei wenigen Proben möglich war, wurden die prozentualen Änderungen berechnet. Sie sind in Abb. 9 dargestellt. In einigen Fällen sind die Werte von zwei oder drei Bestimmungen eingetragen; sie geben einen Anhalt für die Größe der möglichen Abweichungen.

Der sprunghafte Anstieg (×) am Anfang der Alterung beträgt bei der Legierung mit 59,15% Cu rund 2%, für

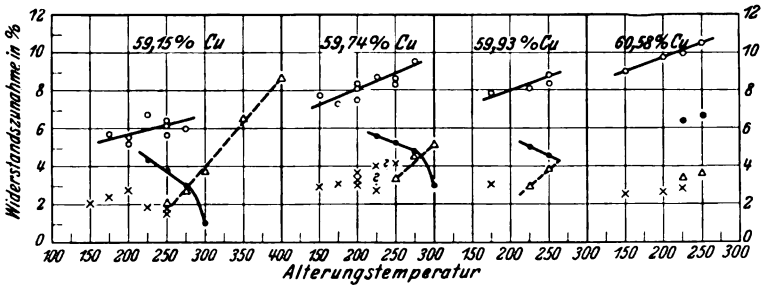


Abb. 9. Prozentuale Zunahmen des Widerstandes abgeschreckter Cu—Zn-Legierungen durch Alterung bei verschiedenen Temperaturen.

× Größe der sprunghaften Widerstandszunahme in Prozenten des Anfangswertes.
—○— Größe der gesamten Widerstandszunahme bis zum Höchstwert in Prozenten des Anfangswertes.
—●— Größe der Widerstandszunahme vom Endwert auf den Höchstwert in Prozenten des Endwertes.
—△— Größe der Widerstandszunahme bis zum Endwert in Prozenten des Anfangswertes.

die Legierungen mit 59,74 und 59,93% Cu rund 3%. Bei der Legierung mit 60,58% Cu müßte die Erhöhung offenbar noch etwas größer sein. Der kleinere Wert (2,5 bis 2,8%) erklärt sich jedoch dadurch, daß man wegen der außerordentlich großen Geschwindigkeit, mit der sich diese Legierung während des Abschreckens entmischt, nicht immer eine wirksame Abschreckung in der Hand hatte. In keinem Falle gelang es, eine — wenn auch meist sehr geringe — mikroskopische Entmischung (an den Krongrenzen der β-Kristalle) zu verhindern[4]. Aus diesem Grunde weichen die mit der kupferreichsten Legierung gewonnenen Ergebnisse auch in einigen anderen Fällen hinsichtlich der Größe der Widerstandsänderungen von den Gesetzmäßigkeiten ab.

Die gesamte Widerstandszunahme in Prozenten bis zum Höchstwert des Widerstandes (○) wird bei allen vier Legierungen mit steigender Alterungstemperatur deutlich größer[1]. Da jedoch der Widerstand — im Gegensatz zu den Verhältnissen beim Duralumin — nicht auf den Ausgangswert zurückkehrt, geben diese Werte kein Bild von dem „anormalen" Widerstandsanstieg; dieser müßte ja auch mit steigender Alterungstemperatur abnehmen.

Als Maß für die „anormale" Widerstandserhöhung ist vielmehr die prozentuale Zunahme (●) des Widerstandes vom Endwert auf den Höchstwert anzusehen, die, wie zu erwarten, mit erhöhter Temperatur abnimmt. Es gilt also: Mit steigender Alterungstemperatur wächst der allein durch Entmischung hervorgerufene normale Widerstandsanstieg bis auf den konstanten Endwert stärker als der aus normaler Erhöhung (infolge Entmischung) und anormaler Erhöhung (infolge der mit der hochdispersen Entmischung verbundenen Gitterstörung) zusammengesetzte Widerstandsanstieg bis auf den Höchstwert.

Die prozentuale Zunahme des Widerstandes bis zum Endwert (△) ist ein Maß für die Größe der Entmischung selbst. Sie ist, wie zu erwarten, um so größer, je höher die Alterungstemperatur ist.

c) Der Einfluß der Zusammensetzung. In den Abb. 10 bis 16 sind die für die Alterungstemperaturen 150, 175, 200, 225, 250, 275 und 300° geltenden Widerstandszeitkurven in jeweils gleichem Maßstab dargestellt[2].

Für die zeitliche Änderung des Widerstandes ergibt sich, daß die durch die hochdisperse Entmischung hervorgerufene anormale Widerstandserhöhung um so früher einsetzt und um so früher beendet ist, je übersättigter der Mischkristall ist. Auch die Größe der anormalen Widerstandszunahme (●) und der durch die Entmischung hervorgerufenen normalen Widerstandserhöhung bis zum konstanten Endwert (△) nimmt bei gleicher Alterungstemperatur mit steigendem Übersättigungsgrad zu (vgl. Abb. 9). Beide Gesetzmäßigkeiten entsprechen nach der gegebenen Deutung den Erwartungen.

Im einzelnen ist zu den Abbildungen noch folgendes zu bemerken:

1. Bei hinreichend tiefen Anlaßtemperaturen ist die der Entmischung vorangehende Gitteränderung zeitlich zu verfolgen (Abb. 10).

2. Die Alterungsversuche bei 200 und 225° wurden auf eine kupferärmere Legierung ausgedehnt (Abb. 12 und 13). Man erkennt, daß die Induktionsperiode der Entmischung mit weiter abnehmendem Übersättigungsgrad ganz außerordentlich vergrößert wird.

3. Auf den bei der Alterung bei 250° einer Legierung mit 58,27% Cu beobachteten allmählichen Abfall des Widerstandes (infolge fortschreitender Beseitigung der

[1] Dieselben Beobachtungen hat übrigens schon früher O. W. Ellis gemacht (Trans. Amer. Soc. Steel Treating Bd. 10, S. 752 bis 753. 1926).

[2] Die bei etwa 460° auftretende Richtungsänderung zeigt das Ende der Umwandlung im β-Mischkristall an.

[3] Vgl. Anm. 1, S. 28, rechte Spalte.

[4] Der erhaltene Übersättigungsgrad entspricht dem einer kupferärmeren Legierung.

[1] Sofern sie unter 275 bis 300° liegt, da bei höheren Temperaturen der den Widerstandsabfall auf den Endwert verursachende Vorgang überwiegt.

[2] Die für 175, 275 und 300° geltenden Kurven der Legierung mit 60,58% Cu sind weggelassen, da diese Proben schon während der Abschreckung ziemlich stark entmischt waren und daher die Übersättigung nicht mehr der Legierung entsprach.

Digitized by Google

den sprunghaften Anstieg verursachenden Gitterstörung) wurde schon oben (S. 30) hingewiesen. Diese Widerstandsabnahme ist hier realisierbar, weil die Übersättigung der Legierung so gering ist, daß die Entmischung trotz der relativ hohen Alterungstemperatur erst nach einer Induktionszeit eintritt. Der zweite Anstieg ist bei dieser Legierung schon erwartungsgemäß sehr klein, da die Widerstandserhöhungen nach Abb. 9 mit abnehmendem Übersättigungsgrad stark abnehmen.

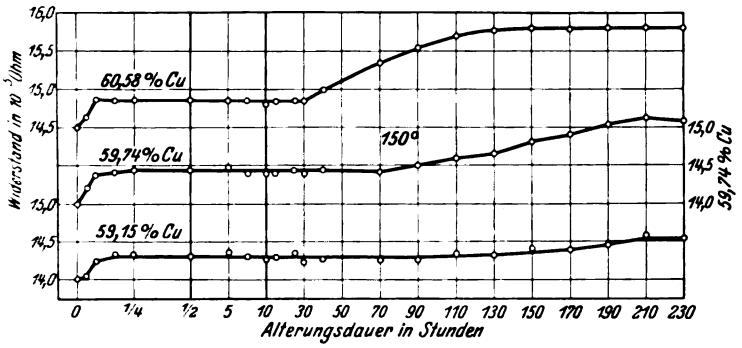


Abb. 10. Änderung des elektrischen Widerstandes abgeschreckter Cu – Zn-Legierungen während der Alterung bei 150°.

4. Fraenkel und Becker[1] beobachteten, daß der Widerstand einer oberhalb 700° abgeschreckten Legierung mit 58,6% Cu durch Altern bei 177° unmittelbar nach Beginn der Alterung abfällt und nach 2 St. einen nahezu konstanten Wert erreicht (entsprechend einer Abnahme von etwa 2,5%[2]).

Die vorliegenden Ergebnisse stehen damit in Widerspruch. Leider fehlen bei 175° Messungen mit einer Legierung ähnlicher Zusammensetzung, doch ist bei 200°, wo dieser Widerstandsabfall sicher größer sein müßte, ein solcher weder bei der Legierung mit 59,15% Cu noch bei der Legierung mit 57,48% Cu beobachtet worden (Abb. 12).

d) Der Einfluß der Abschreckgeschwindigkeit. Drei Stäbchen der Legierung mit 59,74% Cu wur-

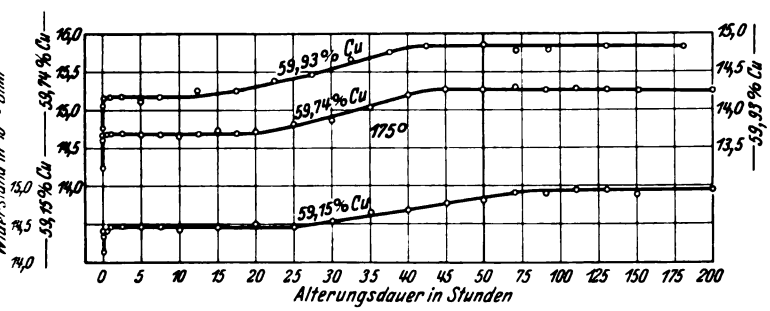


Abb. 11. Änderung des elektrischen Widerstandes abgeschreckter Cu – Zn-Legierungen während der Alterung bei 175°.

den $^1/_4$ St. bei 870° geglüht und entweder in kaltem Wasser, Öl oder siedendem Wasser abgeschreckt und darauf bei 250° gealtert. Die Ergebnisse der Widerstandsmessungen sind in Abb. 17 wiedergegeben[3].

[1] W. Fraenkel und H. Becker: Z. Metallkunde Bd. 15, S. 103 bis 106. 1923. Die verwendete Legierung war bleihaltig.

[2] Der erste Anstieg mußte den Verfassern entgehen, da sie die Messung bei der Alterungstemperatur ausgeführt haben. Vgl. Anm. 2, S. 29, rechte Spalte.

[3] Die Widerstandswerte sind nicht vergleichbar.

Der Widerstand der in kaltem Wasser abgeschreckten Probe (Kurve *a*) ändert sich in der bekannten Weise. Bei der in Öl abgeschreckten Legierung (Kurve *b*) fehlt die sprunghafte Erhöhung des Widerstandes am Anfang der Alterung sowie ein Teil des zweiten Anstieges; der Höchstwert wird früher als bei Kurve *a* erreicht. Daraus folgt, daß schon während der Abschreckung die der Entmischung vorausgehende Gitteränderung vollendet ist und die Entmischung eingesetzt hat. Der Widerstand der in siedendem Wasser abgeschreckten Legierung (Kurve *c*) ändert sich bei der Alterung nicht mehr, d. h. die Entmischung ist bereits während der Abschreckung praktisch beendet. Diese Beobachtungen beweisen, daß die für die Legierung mit 60,58% Cu festgestellten Abweichungen nur auf den Einfluß der Abschreckgeschwindigkeit zurückzuführen sind.

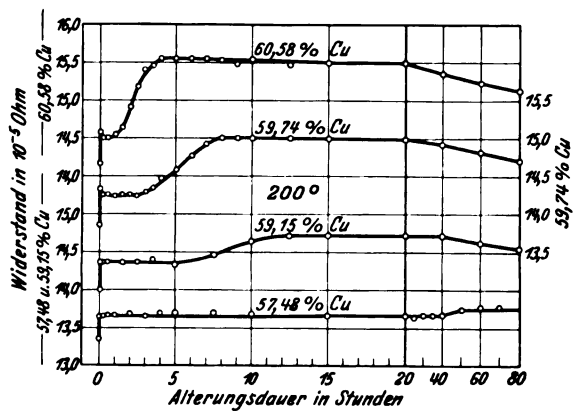


Abb. 12. Änderung des elektrischen Widerstandes abgeschreckter Cu – Zn-Legierungen während der Alterung bei 200°.

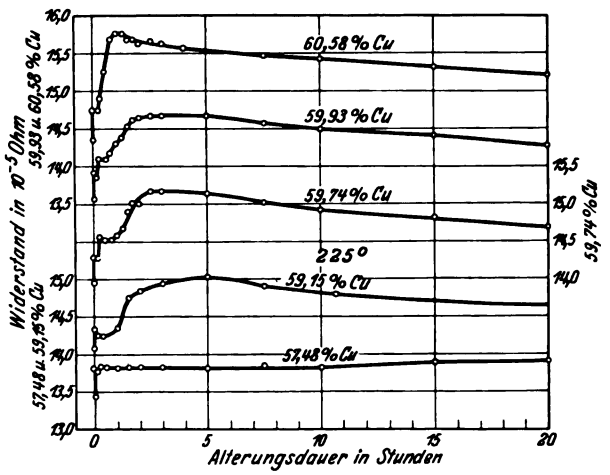


Abb. 13. Änderung des elektrischen Widerstandes abgeschreckter Cu – Zn-Legierungen während der Alterung bei 225°.

e) Der Einfluß der Abschrecktemperatur. Proben der Legierung mit 59,15% Cu wurden 45 Min. bei 820° geglüht, darauf langsam auf 770 bzw. 695, 670, 620 und 570° abgekühlt und bei diesen Temperaturen in Wasser abgeschreckt. Die Ergebnisse der Widerstandsmessungen während der Alterung bei 250° zeigt Abb. 18. Da die Stäbchen praktisch denselben Durchmesser hatten, sind hier die Widerstandwerte vergleichbar.

Der zeitliche Verlauf der Widerstandsänderung der bei 820, 770 und 720° abgeschreckten Proben ist sehr

Digitized by Google

ähnlich, da der Übersättigungsgrad bei diesen Abschrecktemperaturen nach dem Zustandsdiagramm — schnelle Abschreckung vorausgesetzt — identisch ist, was auch durch die nahezu gleichen Widerstandswerte der abgeschreckten Proben zum Ausdruck kommt. Die Abschreckungstemperatur 720° liegt nur 10° unterhalb der Entmischungstemperatur der Legierung.

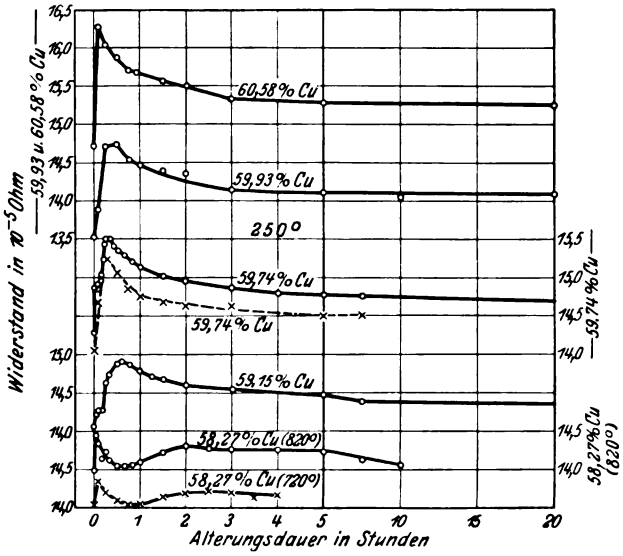


Abb. 14. Änderung des elektrischen Widerstandes abgeschreckter Cu–Zn-Legierungen während der Alterung bei 250°.

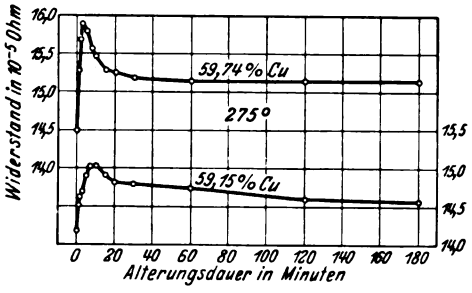


Abb. 15. Änderung des elektrischen Widerstandes abgeschreckter Cu–Zn-Legierungen während der Alterung bei 275°.

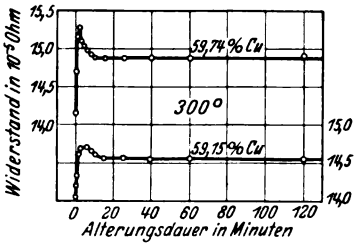


Abb. 16. Änderung des elektrischen Widerstandes abgeschreckter Cu–Zn-Legierungen während der Alterung bei 300°.

Die Widerstandsänderung der bei 695 und 670° abgeschreckten Stäbchen, die dem Übersättigungsgrad nach Legierungen mit 58,6 und 58,2% Cu entsprechen, ist ganz ähnlich derjenigen der Legierung mit 58,27% Cu (Abb. 14).

Der Widerstand der bei 620 und 570° abgeschreckten Proben ändert sich während der Alterung nur noch sehr unerheblich, da die Legierung bei diesen Abschrecktemperaturen schon zum großen Teil aus α-Kristallen besteht[1] und die restlichen β-Kristalle einen bedeutend geringeren Übersättigungsgrad besitzen als bei höheren Abschrecktemperaturen.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß die Erniedrigung der Abschrecktemperatur in ihrer Wirkung auf die Widerstandsänderung während der Alterung einer Erniedrigung des Kupfergehaltes der Legierung gleichkommt.

2. Änderung der Härte während der Alterung bei verschiedenen Temperaturen.

Die Tatsache, daß beim Altern abgeschreckter Cu-Zn-Legierungen mit 61 bis 54,5% Cu Härtesteigerungen erzielt werden, erscheint besonders dadurch interessant, daß hier die Härtung durch die hochdisperse Ausscheidung einer Kristallart hervorgerufen wird, die weicher als die lösende Kristallart ist. Für die Härtung ist

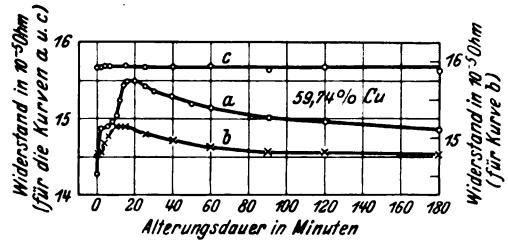


Abb. 17. Einfluß der Abschreckgeschwindigkeit auf die Änderung des Widerstandes einer Cu–Zn-Legierung mit 59,74% Cu während der Alterung bei 250°.

Vorbehandlung: 15 Min. bei 870° geglüht und abgeschreckt in kaltem Wasser (Kurve a) bzw. in Öl (Kurve b) und in siedendem Wasser (Kurve c).

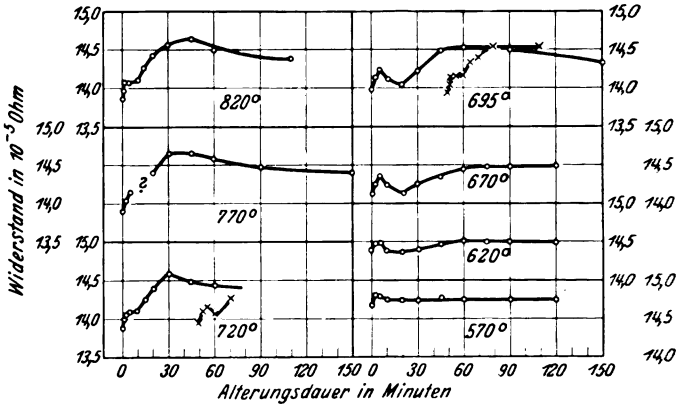


Abb. 18. Einfluß der Abschrecktemperatur auf die Änderung des Widerstandes einer Cu–Zn-Legierung mit 59,15% Cu während der Alterung bei 250°.

also nur ein gewisser, das Raumgitter am stärksten störender Dispersitätsgrad, nicht aber die Eigenhärte der sich ausscheidenden Kristallart maßgebend.

Frühere Untersuchungen. Homerberg und Shaw[1] haben Proben (Preßmaterial) einer Legierung mit 61,05% Cu, 0,05% Pb, Rest Zn 2 St. bei 825° geglüht und — zur möglichst weitgehenden Unterdrückung der Entmischung während des Abschreckens — in einer Kältemischung von —8° abgeschreckt und darauf je 2 St. bei Temperaturen zwischen 50 und 750° angelassen. Die größte Steigerung der Brinellhärte (von 126 auf 241 kg/qmm) wurde in dieser Zeit durch Altern bei 250° erreicht, während bei der Alterung bei 450° die Härte im Sinne der nach Abb. 2 zu erwartenden

[1] Diese Tatsache macht sich durch den höheren Anfangswert des Widerstandes bemerkbar.

[1] V. O. Homerberg und D. N. Shaw: Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 70. S. 365 bis 374. 1924.

Digitized by Google

Härteabnahme beim Glühen übersättigter β-Mischkristalle auf 68 gesunken war. Die Höhe der Abschrecktemperatur und die Dauer der Glühung bei der Abschrecktemperatur war unter sonst gleichen Abschreckbedingungen ohne Einfluß auf die zu erzielende Härtesteigerung, sofern nur alle α-Kristalle gelöst wurden. Dagegen erwies sich die Abschreckgeschwindigkeit naturgemäß von größtem Einfluß auf die durch Alterung erreichbare Härte. Wurden die Proben in Wasser von 25° bzw. Wasser von 100° und Öl abgeschreckt, so wurden nach zweistündigem Anlassen bei 250° Härtewerte von 179 bzw. 74 und 86 erhalten.

Nach ähnlichen, weniger umfangreichen Versuchen von Williams und Homerberg[1] wurde die Härte einer bei 830° abgeschreckten Legierung mit 60,21% Cu, Rest Zn durch zweistündiges Altern bei 200° von 126 auf maximal 217 kg/qmm gesteigert.

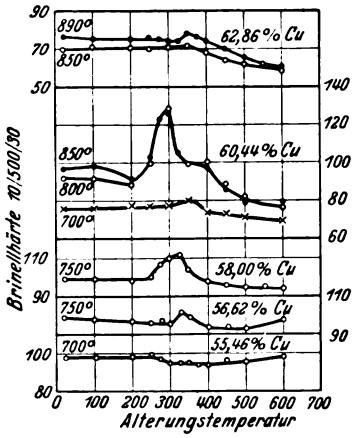


Abb. 19. Einfluß ½ stündiger Alterung bei verschiedenen Temperaturen auf die Härte abgeschreckter Cu–Zn-Legierungen (nach Matsuda). Vorbehandlung: 30 Min. bei Temperaturen zwischen 700 und 890° geglüht und abgeschreckt.

Ellis und Schemnitz[2] haben durch Alterung (bei 100, 200, 300°) einer bei 720° abgeschreckten Legierung mit 56,66% Cu, Rest Zn (Kokillenguß) Härtesteigerungen von nur rund 10% erzielt. Ein großer Teil der Härten liegt sicher innerhalb der für Härtemessungen an grobkörnigem β-Messing geltenden Fehlergrenze.

Neuerdings hat Matsuda[3] Vergütungsversuche mit gewalzten Legierungen von verschiedenem Cu-Gehalt ausgeführt. Die Proben wurden bei verschieden hohen Temperaturen abgeschreckt und darauf je 30 Min. bei Temperaturen zwischen 100 und 600° gealtert. Die Ergebnisse sind in Abb. 19 dargestellt.

Untersuchungen über die zeitliche Änderung der Härte von β (Cu-Zn)-Legierungen verschiedenen Übersättigungsgrades während der Alterung bei verschiedenen Temperaturen liegen bisher noch nicht vor.

Experimentelles. Die Proben wurden aus Preßresten oder gegossenen Blöckchen herausgeschnitten, geschmiedet (etwa 50% Dickenabnahme) und durch Abhobeln auf 40 : 27 : 8 mm gebracht. Die Wärmebehandlung erfolgte in derselben Weise wie bei den Stäbchen für die Widerstandsmessungen (vgl. Abschnitt 1a). Ein Vergleich der zeitlichen Änderung der Härte mit der des Widerstandes ist jedoch, worauf hier nochmals hingewiesen sei, wegen der anderen Abmessung der Proben nicht möglich. Die Brinellhärte wurde mit einer 5-mm-Kugel bei einem Drucke von 250 kg und einer Belastungsdauer von 30 Sek. gemessen[1]. Die angegebenen Zahlen sind das Mittel aus zwei Bestimmungen. Im folgenden seien die Ergebnisse kurz mitgeteilt.

Der Einfluß der Zusammensetzung. In den Abb. 20 bis 25 sind einige der für die Alterungstemperaturen 150, 175, 200, 225, 250 und 300° ermittelten Härtezeitkurven wiedergegeben. In Übereinstimmung mit den bei anderen Systemen festgestellten Gesetzmäßigkeiten ergibt sich:

1. Die Vergütungsgeschwindigkeit und die erreichbare Höchsthärte steigt mit der Übersättigung des Mischkristalles. 2. Der Härteabfall setzt um so früher ein und erfolgt um so schneller, je übersättigter der Mischkristall ist.

Der Einfluß der Temperatur geht aus den Abb. 26 und 27 hervor, und zwar zeigt sich, daß die Härtung um so langsamer erfolgt und zu um so höheren Werten führt, je tiefer die Alterungstemperatur ist. Bei verhältnismäßig tiefen Alterungstemperaturen bleibt die Höchsthärte vor dem Abfall eine Zeitlang konstant. Bei Temperaturen oberhalb 225° macht sich der die Härteabnahme verursachende Vorgang des Keimwachstums, der gleichzeitig zu einer „Entspannung" des Gitters führt, stark bemerkbar; die Härte fällt allmählich auf einen Endwert ab, der offenbar dem bei der betreffenden Temperatur erreichbaren „Koagulationsgrad" entspricht.

Auffallend ist, daß die Härtung — analog dem Verhalten des Widerstandes — erst nach einer Induktionszeit einsetzt, die in dieser Größe noch bei keinem anderen System beobachtet wurde. Mit fallender Alterungstemperatur nimmt, wie aus Abb. 26 und 27 hervorgeht, die Induktionsperiode ganz außerordentlich zu: z. B. war bei den Legierungen mit 60,19 und 59,15% Cu, die bei 150° schon nach zwei bzw. vier Tagen Vergütungseffekte zeigten, bei 100° nach 20- bzw. 61tägiger Alterungsdauer noch kein Härteanstieg festzustellen.

Der Vergütungseffekt (prozentuale Härtesteigerung) ist ziemlich klein[2]. Er schwankt bei den Legierungen mit 58,14, 59,15 und 60,19% Cu je nach der Alterungstemperatur (250 bis 150°) zwischen 30 bis 40% bzw. 50 bis 70% und 75 bis 100%. Die zu erwartende Zunahme des Vergütungseffektes mit fallender Temperatur wurde bei den Legierungen mit weniger als 60% Cu nicht in allen Fällen beobachtet. Berücksichtigt man jedoch, daß die Abschreckgeschwindigkeit von großem Einfluß auf den Verlauf der Härtezeitkurve

[1] R. S. Williams und V. O. Homerberg: Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 70, S. 375 bis 389. 1924.

[2] O. W. Ellis und D. A. Schemnitz: ebenda Bd. 71, S. 794 bis 804. 1925.

[3] T. Matsuda: J. Inst. Met. Bd. 39, S. 67 bis 108. 1928. Die Arbeit wurde kurz vor Abschluß der eigenen Untersuchungen veröffentlicht (siehe Diskussionsbeitrag des Verfassers, J. Inst. Met. Bd. 39, S. 108 bis 109. 1928).

[1] Fräulein Irmgard Gabrich, Metallographin, und Herrn K. Scharfenort (Ingenieur-Nothilfe) bin ich für die Ausführung der Härtemessungen zu Dank verpflichtet.

[2] Im abgeschreckten Zustand liegt die Härte aller Legierungen zwischen 110 und 120; im Gleichgewichtszustand ist die Härte der Legierung mit 59,15% Cu 76.

Digitized by Google

ist, und daß die einzelnen Messungen infolge der Grobkörnigkeit des bei hohen Temperaturen geglühten β-Messings im Verhältnis zur gesamten Härtezunahme große Schwankungen aufweisen, so werden diese Abweichungen ohne weiteres verständlich.

Der Einfluß der Abschreckgeschwindigkeit wurde nur bei der Legierung mit 59,15% Cu untersucht. Drei Proben wurden 1 St. bei 820° geglüht und darauf in Eiswasser bzw. Wasser von 25° und siedendem Wasser abgeschreckt. Das Ergebnis (Abb. 28) findet, wie alle Beobachtungen der vorliegenden Untersuchung, durch

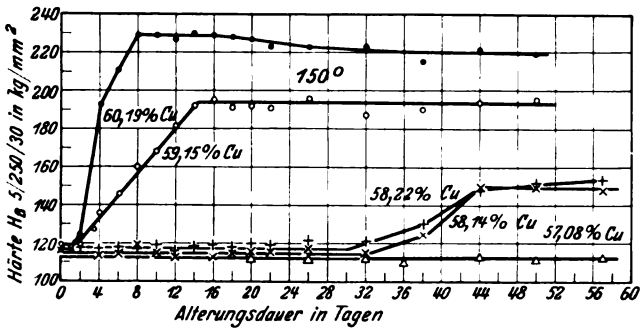


Abb. 20. Änderung der Härte abgeschreckter Cu – Zn-Legierungen während der Alterung bei 150°.

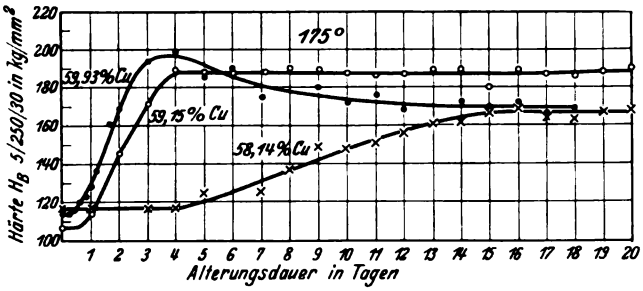


Abb. 21. Änderung der Härte abgeschreckter Cu – Zn-Legierungen während der Alterung bei 175°.

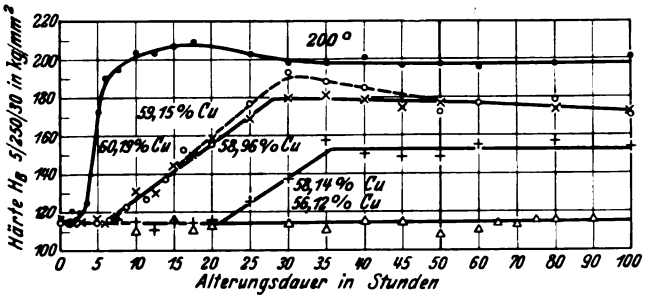


Abb. 22. Änderung der Härte abgeschreckter Cu – Zn-Legierungen während der Alterung bei 200°.

die „Ausscheidungs"theorie eine befriedigende Erklärung: Anfangshärte, Höchsthärte und Vergütungsgeschwindigkeit der in siedendem Wasser abgeschreckten Probe sind infolge der bereits während des Abschreckens begonnenen (mikroskopischen) Ausscheidung der α-Kristalle kleiner als die der in kaltem Wasser abgeschreckten Proben.

Der Einfluß der Abschrecktemperatur. Die Legierung mit 59,15% Cu, deren Härteänderung nach dem Abschrecken bei 820° (Härte 115) und darauffolgendem Altern bei 200° aus Abb. 22 zu ersehen ist, zeigte nach dem Abschrecken bei 600° (Härte 92) und anschließender 50stündiger Alterung bei 200° noch keinen Härtezuwachs. Nach dem Zustandsdiagramm haben die in dieser Legierung bei 600° vorhandenen restlichen β-Mischkristalle einen Kupfergehalt von 57,2%.

3. Zusammenfassung.

1. Der Ablauf des Entmischungsvorganges übersättigter β (Cu-Zn)-Mischkristalle mit 60,58, 59,93, 59,74, 59,15, 58,27 und 57,48% Cu während der Alterung bei verschiedenen Temperaturen wurde durch Aufnahme von Widerstandszeitkurven verfolgt.

2. Während sich bei hinreichend hohen Temperaturen (350 bis 400°) der Widerstand in der bei der Ausscheidung der α-Kristalle zu erwartenden Richtung ändert (d. h. allmählich auf einen konstanten Endwert an-

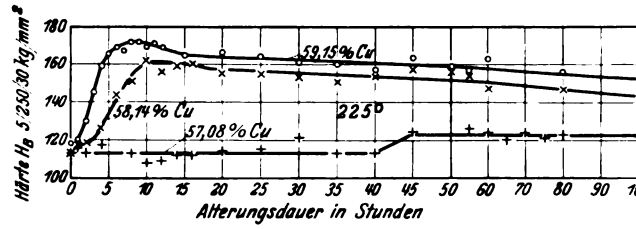


Abb. 23. Änderung der Härte abgeschreckter Cu – Zn-Legierungen während der Alterung bei 225°.

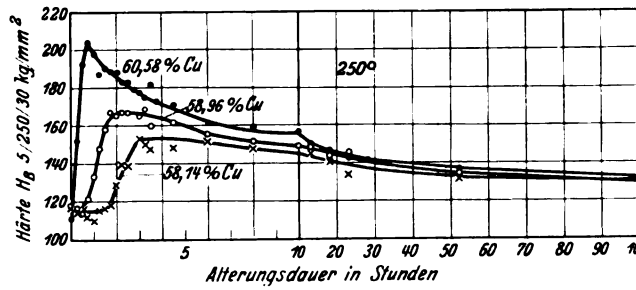


Abb. 24. Änderung der Härte abgeschreckter Cu – Zn-Legierungen während der Alterung bei 250°.

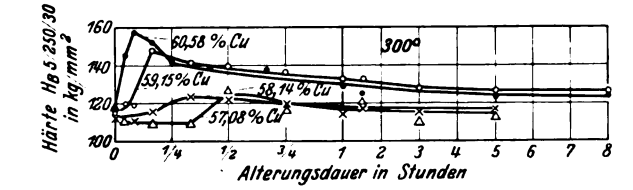


Abb. 25. Änderung der Härte abgeschreckter Cu – Zn-Legierungen während der Alterung bei 300°.

steigt), erfolgt bei 300 und 275° ein schneller Anstieg auf einen Höchstwert und darauf ein Abfall auf einen konstanten Endwert. Aus den für 250° und tiefere Temperaturen geltenden Kurven geht hervor, daß der Widerstandsanstieg in zwei — bei diesen Alterungstemperaturen deutlich voneinander zu unterscheidenden — Schritten verläuft. Nach dem ersten sprunghaften Anstieg, der bereits nach sehr kurzer Anlaßdauer beendet ist und dessen Größe von der Alterungstemperatur offenbar wenig abhängt, bleibt der Widerstand eine mit fallender Alterungstemperatur größer werdende Zeit konstant. Die zweite, bedeutend langsamer verlaufende Widerstandserhöhung ist um so größer und früher beendet, je höher die Alterungstemperatur ist. Nach Erreichung eines Höchstwertes, der bei 200° und tieferen Temperaturen längere Zeit erhalten bleibt, fällt der Widerstand ab — und zwar um so lang-

Digitized by Google

samer, je tiefer die Alterungstemperatur ist — und nähert sich allmählich einem für jede Temperatur charakteristischen Endwert, der einem um so größeren Widerstand entspricht, je höher die Alterungstemperatur ist.

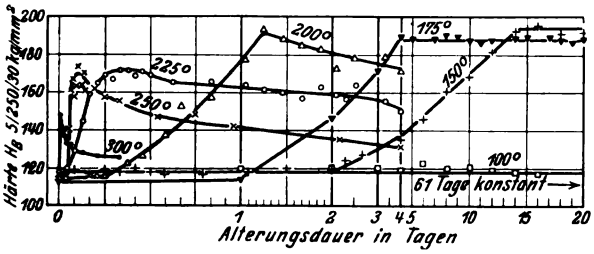


Abb. 26. Änderung der Härte einer bei 820° abgeschreckten Cu–Zn-Legierung mit 59,15% Cu während der Alterung bei verschiedenen Temperaturen.

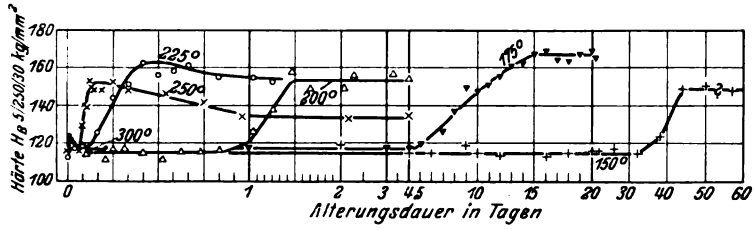


Abb. 27. Änderung der Härte einer bei 820° abgeschreckten Cu–Zn-Legierung mit 58,14% Cu während der Alterung bei verschiedenen Temperaturen.

3. Mit der ersten sprunghaften Erhöhung des Widerstandes ist eine Gitteränderung aufgefunden, die keinen Anteil an der Vergütung hat, da sich die Härte während dieser Zeit und der darauffolgenden Dauer des konstant bleibenden Widerstandes nicht ändert. Es wird vermutet, daß dieser der Vergütung vorausgehende, in homogener Phase verlaufende Vorgang eine Verteilungsänderung der Kupfer- und Zinkatome ist, die zu einer Störung des Gitters und damit zu einer Erhöhung des Widerstandes führt.

4. Der zweite Widerstandsanstieg wird durch die Entmischung hervorgerufen, die bei tiefen Alterungstemperaturen erst nach einer Induktionszeit einsetzt. Infolge der bei der hochdispersen Entmischung entstehenden inneren Spannungen tritt — in Analogie mit den an Duralumin und anderen Legierungen gemachten Beobachtungen — eine „anormale" Widerstandserhöhung ein, d. h. der Widerstandsanstieg ist größer als nach dem bei der betreffenden Temperatur erreichbaren Endzustand des Entmischungsvorganges zu erwarten wäre. Mit fortschreitender Alterung tritt die Ausscheidung vor dem Keimwachstum zurück und es erfolgt ein Abfall des Widerstandes auf einen konstanten Endwert.

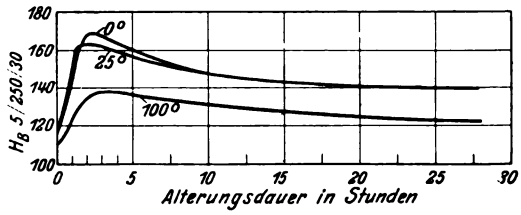


Abb. 28. Einfluß der Abschreckgeschwindigkeit auf die Änderung der Härte einer Cu–Zn-Legierung mit 59,15% Cu während der Alterung bei 250°. Vorbehandlung: 1 St. bei 820° geglüht und in Wasser von 0 bzw. 25 und 100° abgeschreckt. (Interpolierte Kurven.)

5. Der Einfluß der Abschreckgeschwindigkeit und der Abschrecktemperatur auf die Widerstandsänderung während der Alterung wurde untersucht. Die Ergebnisse sind im Einklang mit der gegebenen Deutung.

6. Die für Härtezeitkurven von Legierungen mit verschiedenem Übersättigungsgrad geltenden Gesetzmäßigkeiten wurden bestätigt. Auffallend ist, daß die Härtung erst nach großen Induktionszeiten einsetzt.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft bin ich für die gewährte Unterstützung durch Überlassung von Apparaten zu besonderem Dank verpflichtet.

Der Einfluß von Poren auf die Festigkeit von Spritzguß.

Von **L. Frommer, W. Kuntze** und **G. Sachs**[1].

Spritzguß weist gewöhnlich höhere Festigkeitswerte als Sandguß und auch als Kokillenguß aus dem gleichen Werkstoff auf; in manchen Fällen ist diese Steigerung sogar erheblich. In der Praxis begegnet der Anwendung des Spritzgusses jedoch häufig ein gewisses Mißtrauen, da infolge der Besonderheiten des Gießvorganges beim Spritzguß[2] kleine Hohlstellen unvermeidlich sind. Und der Anwesenheit von solchen Poren wird oft eine starke festigkeitsmindernde Kerbwirkung infolge ungleichmäßiger Spannungsverteilung[3], auch bei der für Abnahme in erster Linie in Frage kommenden Zugbeanspruchung zugeschrieben, die wesentlich über den Einfluß des unmittelbaren Querschnittverlustes hinausgehen soll. Indessen wurde bei neueren Kerbversuchen eine Beeinträchtigung der Zugfestigkeit durch Kerben nicht festgestellt[1]. Der Zweck der vorliegenden kleinen Untersuchung ist es, den Einfluß von Poren auf die Zugfestigkeit von Spritzguß festzustellen.

Nachweis von Poren durch Röntgenstrahlen.

Eine eindeutige Feststellung des Poreneinflusses bei unseren Untersuchungen wird besonders dadurch erschwert, daß die Festigkeiten von gleichartigen Spritzgußproben erhebliche Streuungen aufweisen. Bei Heranziehung von Röntgenaufnahmen und passender Ausgestaltung der Festigkeitsprüfung kann jedoch, wie im folgenden gezeigt wird, das gesuchte Ziel in verhältnismäßig einfacher Weise erreicht werden.

[1] Original: Z. V. d. I. Bd. 73, S. 1609 bis 1612. 1929.

[2] L. Frommer: Der Spritzguß. Erscheint demnächst bei Julius Springer, Berlin.

[3] Vgl. E. Preuß: Z. V. d. I. Bd. 56, S. 1349, 1780. 1912; Bd. 57, S. 664. 1913.

[1] W. Kuntze: Arch. Eisenhüttenwes. Bd. 2, S. 109. 1928.

Digitized by Google

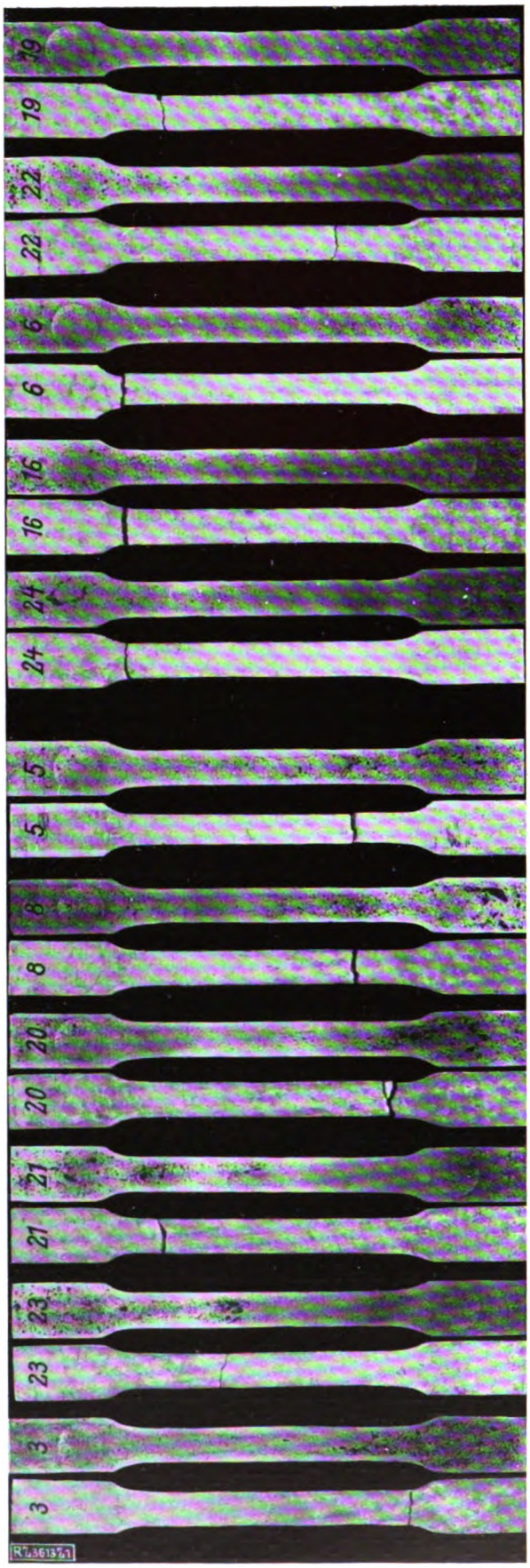


Abb. 1. Röntgenaufnahmen und Bruchbilder von Zugstäben aus Aluminiumspritzguß. Stäbe 5 und 6 (DC, Zahlentafel 1) in Stabmitte schwach verjüngt. Gußstücke mit solchen Hohlstellen wie z. B. 8, 20, 21 oder 23 gehören praktisch zum Ausschuß.

Die Anwendung von Röntgenstrahlen zum Nachweis von Fehlstellen in Schweißungen und Güssen ist heute, wie zahlreiche Untersuchungen gezeigt haben, ein praktisch brauchbares Hilfsmittel der Werkstoffprüfung. Der zahlenmäßigen Beurteilung des Einflusses unvermeidbarer Undichtheiten stehen jedoch noch erhebliche Schwierigkeiten entgegen, die darin begründet sind, daß sich die Größe von Hohlstellen oder Fremdkörpern meist schwer abschätzen läßt, so daß der Einfluß von Löchern und Kerben auf die Festigkeitskennziffern nicht ohne weiteres angebbar ist. Einen ersten Schritt in dieser Richtung hat N. Lefring[1] im Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung, Berlin-Dahlem, unternommen, indem er die bei Lichtbogenschweißungen unter verschiedenen elektrischen Bedingungen auftretenden Bindungsfehler und Gasporen röntgenographisch festgestellt und ihre Auswirkung auf die Festigkeitseigenschaften größenmäßig verfolgt hat.

Bei unseren Untersuchungen konnten wir die Hohlstellen durch Röntgenaufnahmen (Aufnahmebedingungen: 25 kV effektive Spannung bei 500 Hertz, 5 mA, 5 min, Abstand Platte-Antikathode 750 mm — durch Umkopieren auf Platte und harten Abzug kann man die Kontraste der Röntgenaufnahmen wesentlich steigern) sehr genau nachweisen und ihre Größe abschätzen, Abb. 1 bis 3. Infolgedessen eröffnete sich die Möglichkeit, den Bruch durch allmähliche Verjüngung der Probestäbe nach Wunsch an einer prösen oder einer dichten Stelle auftreten zu lassen, wenn man den engsten Querschnitt an eine solche Stelle legte.

Vergleichende Prüfung von dichtem und porigem Spritzguß.

Zunächst zeigt sich nämlich entsprechend Abb. 1, daß bei einem prismatischen Stab sehr häufig der Einfluß von Stabkopf und Keileinspannung den Bruch an der Übergangsstelle vom Stabkopf zum prismatischen Stabteil eintreten läßt. Die in Abb. 1 wiedergegebenen Versuche wurden in der Weise durchgeführt, daß von einer Gruppe durchleuchteter Spritzgußstäbe elf, teils besonders dichte, teils besonders undichte ausgewählt und zerrissen wurden. Zusammenfassend zeigen die Ergebnisse in Zahlentafel 1, daß

1. am Kopf gerissene Stäbe (16, 24, 6) im Mittel 14% weniger als frei gerissene Stäbe hielten.

2. unter den frei gerissenen die dichten (19 und 22) im Mittel 9% mehr als die undichten (8, 20, 21, 23, 5) hielten.

Der erste Punkt läßt erkennen, wieviel zu der Streuung der Festigkeitswerte der anscheinend ungünstig gestaltete Stabkopf beiträgt, und daß diese Wirkung größer ist als der Einfluß der Undichtigkeiten.

Um den Grad der Herabsetzung der Festigkeit durch die Hohlstellen noch weiter zahlenmäßig zu belegen, wurde eine Anzahl von Spritzgußstäben durch besondere Maßnahmen bei der Herstellung mit besonders großen Poren erzeugt, die weit über das Maß des im praktischen Betriebe Unvermeidlichen hinausgehen. Hierzu

[1] Erscheint als Forschungsarbeit.

Digitized by Google

wurden die Entlüftungskanäle der Gießform abgesperrt, damit die Luft nicht aus der Form entweichen sollte. In der Tat ergab sich dabei entsprechend Abb. 2 eine Reihe von Stäben mit besonders großen Hohlstellen. Andere fielen allerdings auch jetzt noch, wie Abb. 3 zeigt, dicht, und zwar zum Teil besonders dicht aus. Dies ist jedenfalls darauf zurückzuführen, daß die Gußform bei Stäbe auf rund 5% herunter. Im Mittel macht der Querschnittsverlust durch die Blasen schätzungsweise 10% aus.

Um bei solchen Stäben den Bruch wirklich an der blasigen Stelle zu erhalten, wurde dort die Breite von 8 mm auf 6,5 mm verringert, mit allmählichem keilförmigen Übergang zum Stabkopf (Stäbe 7, 10, 30, 31,

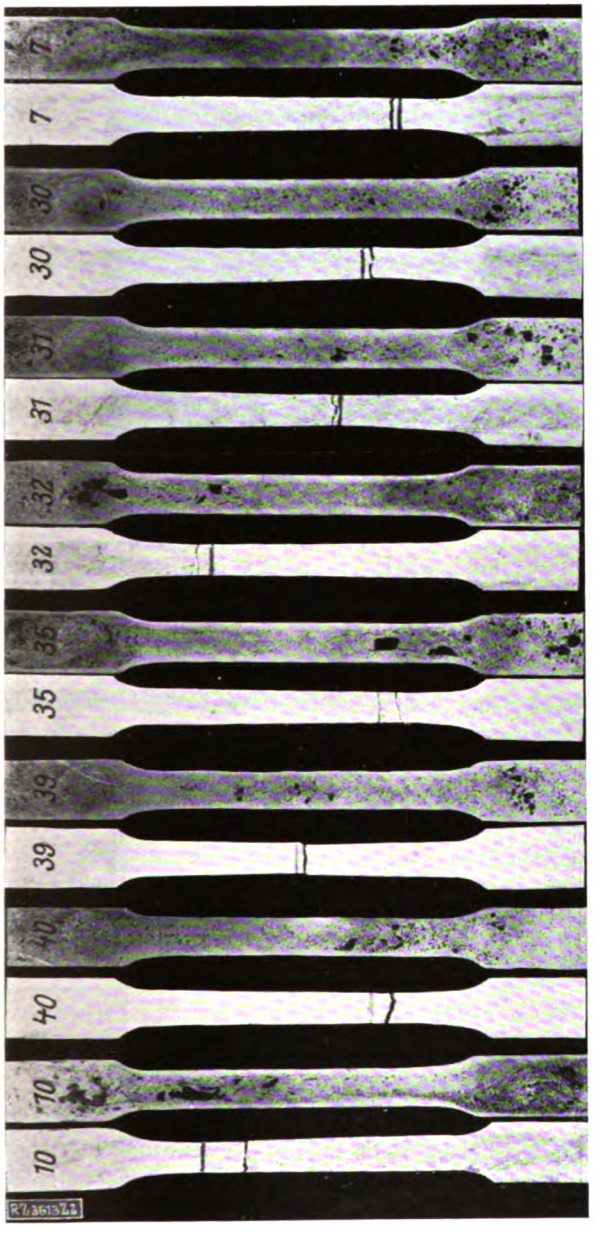


Abb. 2. Aluminium-Spritzgußstäbe mit besonders großen, durch Absperrung der Formentlüftung erzeugten Poren.

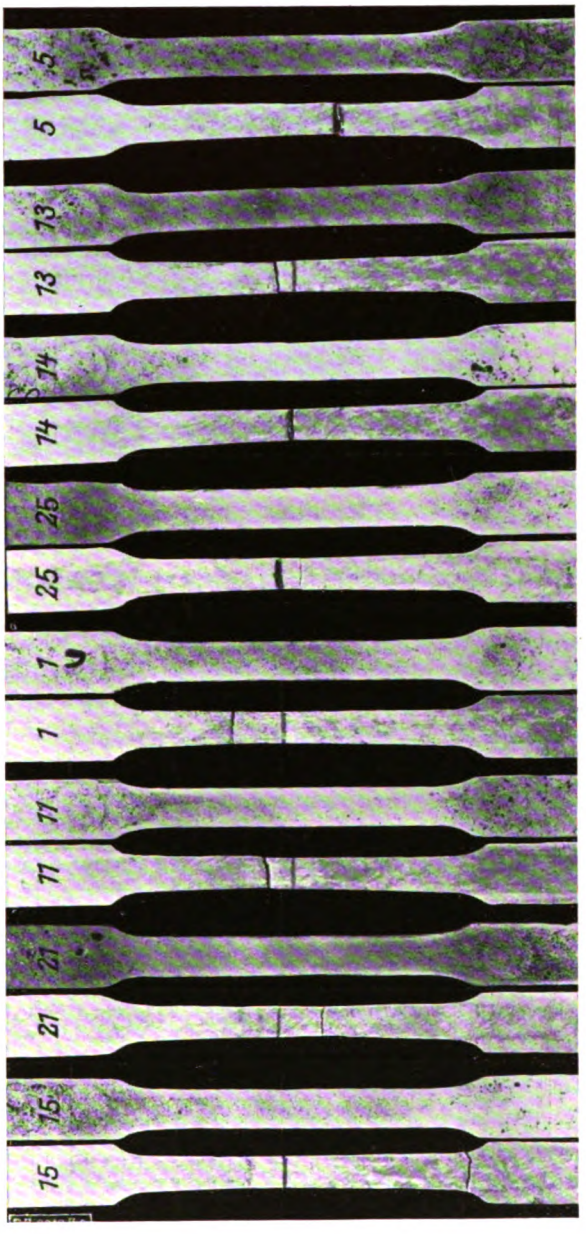


Abb. 3. Innerhalb der Zerreißlänge dichte Aluminium-Spritzgußstäbe.

(Die Stäbe DCO, Zahlentafel 1, wurden an der mit einem Strich bezeichneten Stelle vor dem Zerreißen von 8 auf 6,5 mm verjüngt.)

den betreffenden Güssen aus irgendwelchen Gründen (etwa infolge von versetzten Gratresten) ein wenig klaffte, wodurch in diesen Fällen doch eine besonders gute Entlütung stattfinden konnte.

Berücksichtigt man nun, daß die in der Ansicht nach Abb. 2 sehr groß erscheinenden Poren im Querschnitt, Abb. 4, eine längliche Form haben, so macht der von ihnen hervorgerufene Verlust an tragendem Querschnitt schätzungsweise im Höchstfalle etwa 15% aus und geht bei einigen der sieben als porös zerrissenen 32, 35, 39, 40). Diese engste Stelle ist auf der Ansicht in Abb. 2 mit einem Querstrich kenntlich gemacht. Die Stäbe brachen dann auch tatsächlich in unmittelbarer Nähe der Gußporen. Bei einer Breitenverringerung von 8 auf 7,3 mm bei den Stäben 5 und 6, Abb. 1, war diese Wirkung noch nicht erreicht worden. Einige weitere, dicht erscheinende Stäbe (1, 5, 11, 13, 14, 15, 21, 25), Abb. 3, wurden in gleicher Weise meist in der Stabmitte verjüngt. Sie brachen zum kleineren Teil in einiger Entfernung vom kleinsten Querschnitt, einer

Digitized by Google

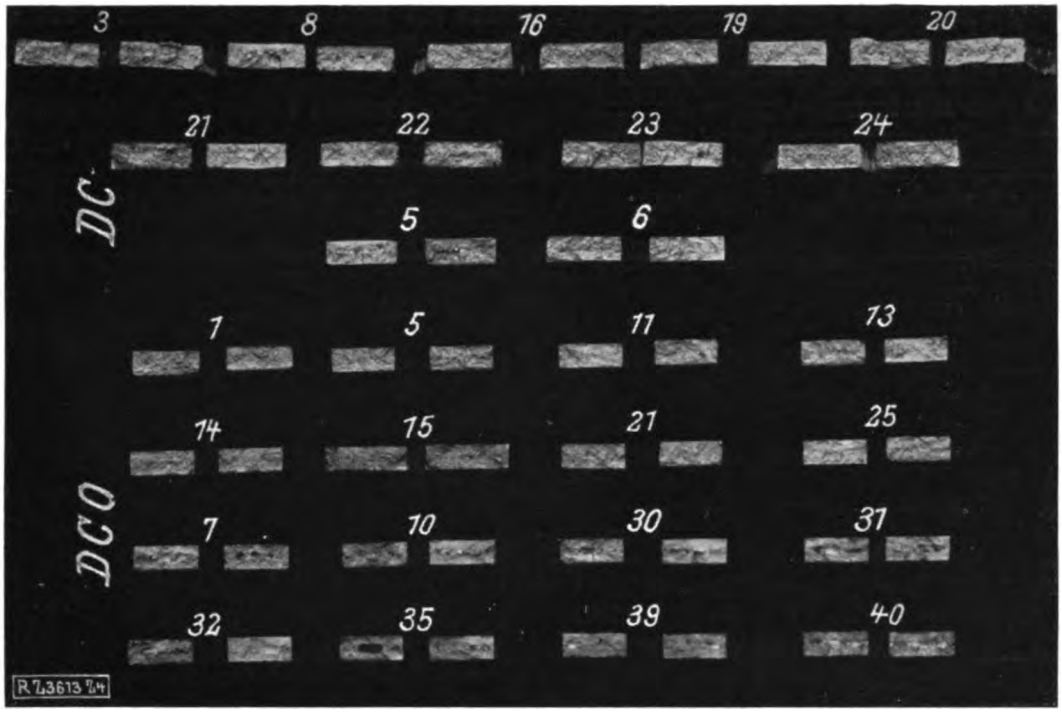


Abb. 4. Bruchflächen von zerrissenen Aluminium-Spritzgußstäben.

Zahlentafel 1. Ergebnisse der Zugversuche an durchleuchteten Spritzgußstäben.

Bezeichnung der Probe	Zustand	Abmessungen: Dicke a mm	Breite b mm	Querschnitt f mm²	Bruchlast kg	Festigkeit kg/mm²	Angaben über die: Bruchlage	Bruchfläche
DC 3	unbearbeitet	2,63	8,12	21,4	460	21,5	am Kopf gerissen	undicht
8		2,6	8,13	21,1	470	22,3	frei gerissen	undicht
16		2,67	8,14	21,7	410	18,9	am Kopf gerissen	gut dicht
19		2,63	8,13	21,4	520	24,3		gut dicht
20		2,69	8,18	22	507	23		undicht
21		2,7	8,16	22	470	21,4	frei gerissen	undicht
22		2,61	8,22	21,5	500	23,3		gut dicht
23		2,67	8,13	21,7	460	21,2		undicht
24		2,65	8,16	21,6	442	20,5	am Kopf gerissen	gut dicht
DC 5	Querschnitt schwach verjüngt	2,62	7,31	19,2	396	20,6	frei gerissen	undicht
6		2,66	7,28	19,4	423	21,8	am Kopf gerissen	gut dicht
DCO 1	Querschnitt verjüngt	2,53	6,72	17	346	20,4	frei gerissen	gut dicht
5		2,51	6,45	16,2	406	25,1	frei im verjüngten Querschnitt gerissen	
11		2,54	6,58	16,7	414	24,8	frei gerissen	
13		2,54	6,47	16,4	387	23,6	frei im verjüngten Querschnitt gerissen	
14		2,54	6,48	16,5	377	22,8		
15		2,53	6,54	—	390	—	am Kopf gerissen	
21		2,53	6,68	16,9	390	23,1	frei gerissen	
25		2,55	6,51	16,6	376	22,7	frei im verjüngten Querschnitt gerissen	
Mittel		—	—	—	—	23,2		—
DCO 7		2,54	6,56	16,7	350	21	frei im verjüngten Querschnitt gerissen	undicht
10		2,54	6,7	17	370	21,8	frei gerissen	
30		2,54	6,58	16,7	379	22,7		
31		2,53	6,51	16,5	368	22,3		
32		2,53	6,53	16,5	365	22,1	frei im verjüngten Querschnitt gerissen	
35		2,54	6,55	16,6	367	22,1		
39		2,53	6,4	16,2	318	19,6		
40		2,53	6,54	16,5	304	18,4		
Mittel		—	—	—	—	21,3		

Digitized by Google

sogar wieder am Stabkopf. Mit Ausnahme dieses Stabes wurden die Festigkeitswerte nach dem Querschnitt, den der Stab vor dem Versuch an der Stelle des Bruches aufwies, ermittelt.

Geringe Festigkeitsminderung durch Poren.

Nach Zahlentafel 1 ergibt sich nun für den Festigkeitsunterschied der blasigen und der dichten Stäbe rund 8%. Dieser Verlust an Tragfähigkeit entspricht gut dem reinen Verlust an Querschnitt durch die Blasen, ohne daß eine die Festigkeit noch mehr verringernde Kerbwirkung, welche der Konstrukteur fürchtet, hinzukäme. Es zeigt sich hier wieder, daß auch bei spröden Werkstoffen die Wirkung von Löchern und anderen Kerben bei statischer Beanspruchung nicht den Voraussagen der Festigkeitslehre entsprechend zu einer Verminderung der Festigkeit auf einen Bruchteil führt, sondern die Tragfähigkeit des unverletzten Werkstoffes voll wirksam wird. Ob die Hohlstellen ein zusätzliches Gefahrenmoment bei besonderen Beanspruchungen, wie Schlag und Biegung darstellen, muß einer besonderen Untersuchung vorbehalten bleiben.

Streng genommen, gibt das angewendete Verfahren nicht den wahren mittleren Festigkeitswert des Werkstoffes an, da einige Stäbe nicht an der vorgezeichneten Stelle gebrochen sind, sondern an einer trotz größeren Querschnitts weniger tragfähigen. Mithin ist der Fehlereinfluß mit 8% etwas zu gering ermittelt; bei Vergleich mit nur denjenigen Stäben, die in der vorgezeichneten Stelle rissen, erhöht sich der Fehlereinfluß auf 10%. Dieser Unterschied erscheint zu gering, um sich näher mit der Frage zu befassen, ob das angewendete Verfahren den praktischen Festigkeitsverhältnissen voll gerecht wird. Dies erübrigt sich um so mehr, als ja auch der übliche Zugversuch nicht eine mittlere Werkstofffestigkeit ergibt, sondern der Bruch stets an der schwächsten Stelle des Probestabes eintritt.

Zu betonen ist noch, daß der festigkeitsmindernde Einfluß der Poren im Spritzguß mit weniger als 10% noch innerhalb der Streuungsgrenzen (20%) der Festigkeit von üblichem Spritzguß verbleibt, vgl. Zahlentafel 1. Die Festigkeitsschwankungen beruhen also hauptsächlich auf den wechselnden Eigenschaften der gesunden Gußstücke. Schwankungen dieser Größe und noch wesentlich stärkere werden auch bei Kokillen- und Sandguß regelmäßig festgestellt. Es hängt dies damit zusammen, daß von Guß zu Guß niemals genau gleichartige Bedingungen, insbesondere in bezug auf die Temperaturverhältnisse, eingehalten werden können.

Wegen dieser großen Streuung ist die zuverlässige Feststellung des Poreneinflusses ohne Zuhilfenahme der Röntgendurchleuchtung nur durch Großzahlforschung möglich. Dabei muß auch noch die Beurteilung auf Dichtigkeit oder Undichtigkeit des Gusses durch Beobachtung der Bruchstelle erfolgen, wobei besonders eine zahlenmäßige Abschätzung der Porengröße wenig zuverlässig erscheint.

Zusammenfassung.

Die vorliegende Untersuchung ergibt demnach:

1. Bei reiner Zugbeanspruchung verringern Hohlstellen im Spritzguß nur entsprechend ihrer Querschnittgröße die Tragfähigkeit eines Querschnittes. Eine zusätzliche Kerbwirkung tritt in diesem Falle nicht ein.
2. Der Einfluß auch solcher Hohlstellen, welche das betriebsübliche Maß erheblich überschreiten, Abb. 2, bleibt mit weniger als 10% innerhalb der Grenzen der Festigkeitsstreuungen (20%) von gesundem Spritzguß.
3. Röntgenuntersuchungen bilden bei Vermeidung der Großzahlforschung eine notwendige Ergänzung für eine planmäßige Werkstoffprüfung von Spritzguß.
4. Die übliche Stabform für Zugversuche ist nicht geeignet, um die Einflüsse der Poren auf die Festigkeit erkennen zu können.

Röntgenographische Studien zum Vergütungsproblem I.

Von **E. Schmid** und **G. Wassermann**[1].

Wenn auch die Ausscheidungstheorie der Vergütung in der letzten Zeit immer mehr Anhänger gewinnt, so sind doch noch Fälle bekannt, in denen der Nachweis einer neuen Kristallart im vergüteten Zustand bisher nicht erbracht werden konnte. Das bekannteste Beispiel hierfür ist das natürlich gealterte Duraluminium.

Wir berichten im nachfolgenden über die bisherigen Ergebnisse unserer erneuten Beschäftigung mit diesen Fragen.

A. Kaltvergütung des Duralumins.

1. Gitterkonstante.

Während bei der Warmvergütung (150° C und darüber) die Ausscheidung von $CuAl_2$ röntgenographisch unmittelbar nachweisbar war, konnte ihr Vorhandensein für die Kaltvergütung nicht erwiesen werden[2]. Außer durch das Auftreten der für die ausgeschiedene Kristallart charakteristischen Röntgenlinien kann die Konzentrationsabnahme des Grundmischkristalles auch an der Änderung seiner Gitterkonstanten festgestellt werden. Solche Untersuchungen sind bereits wiederholt an vergütbaren Aluminiumlegierungen durchgeführt worden[1]. Das für die Kaltvergütung an Einkristallen einer Kupfer-Aluminiumlegierung erhaltene Ergebnis war, daß die Gitterkonstante sich während der ersten 24 Stunden nach dem Abschrecken nicht ändert (v. Göler und G. Sachs).

Da bekanntlich bei magnesiumhaltigen Kupfer-Aluminiumlegierungen erheblich stärkere Kaltvergütung

[1] Original: Metallwirtsch. Bd. 9, S. 421. 1930.

[2] E. Schmid und G. Wassermann: Naturwissensch. Bd. 14, S. 980. 1926; Metallwirtsch. Bd. 7, S. 1329. 1928.

[1] M. L. V. Gayler und G. D. Preston: J. Inst. Metals Bd. 41, S. 191. 1929; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Naturwissensch. Bd. 17, S. 309. 1929; Metallwirtsch. Bd. 8, S. 671. 1929; G. Wassermann: Vortrag Hauptversamml. Dtsch. Ges. Metallkunde Düsseldorf 1929, Z. Metallkunde Bd. 22, S. 160. 1930.

Digitized by Google

beobachtet wird als bei den magnesiumfreien Legierungen, ist dieser Befund nicht ohne weiteres auf die Vergütung des Duralumins übertragbar. Hinzu kommt noch, daß die verwendete Vergütungsdauer ziemlich kurz war. Wir haben daher zunächst nach etwaigen Änderungen der Gitterkonstanten des Duralumins während der Kaltvergütung gesucht.

Die Versuche wurden an demselben 1 mm starken Draht der Legierung 681 B durchgeführt, den wir bereits seinerzeit benutzt hatten. Die Proben wurden vor dem Abschrecken $1^1/_2$—2 Stunden bei 510° geglüht. Festigkeit und Dehnung wurden während der Alterung kontrolliert und mit den bekannten Werten in Übereinstimmung gefunden[1].

Die Aufnahmen erfolgten in einer Debye-Scherrer-Kamera von 9,7 cm Durchmesser mit Kupferstrahlung (Belichtungsdauer 60—90 Minuten). Um kontinuierlich geschwärzte Interferenzkreise zu erhalten, wurden die Präparate während der Aufnahmen gedreht. Die Berechnung der Gitterkonstanten wurde nach der von

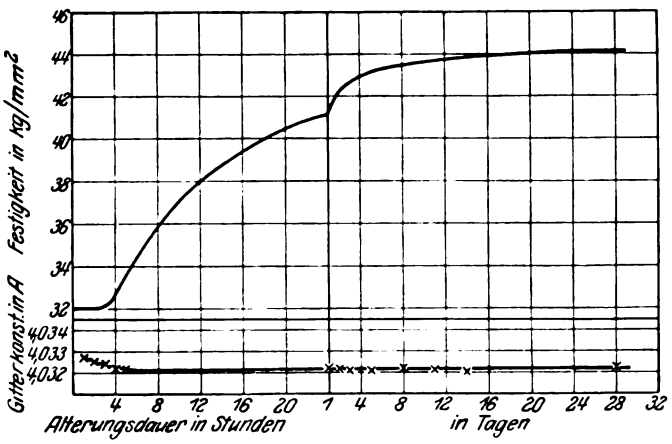


Abb. 1. Gitterkonstante und Festigkeit während der Kaltvergütung von Duralumin 681 B.

van Arkel[2] angegebenen Extrapolationsmethode durchgeführt (Genauigkeit $\pm$ 0,0004 Å). In Abb. 1 ist das Ergebnis dieser Versuche dargestellt. Zum Vergleich ist außer der Gitterkonstanten auch die Festigkeit als Funktion der Alterungsdauer aufgetragen. Man erkennt, daß während der ersten Stunden, die ungefähr der Inkubationsdauer des Festigkeitsanstieges entsprechen, eine leichte Abnahme der Gitterkonstanten (von $a = 4{,}0327$ Å auf $a = 4{,}0322$ Å) erfolgt, deren Betrag jedoch an der Grenze der Versuchsgenauigkeit liegt. Bei weiterer Alterung ist sodann während mehrerer Wochen eine Änderung nicht mehr feststellbar (bis zu 80 Tagen Alterungsdauer verfolgt).

Unser Ausgangsdraht lag in vergütetem Zustand vor. Die Zeit seit der Vergütung ist uns unbekannt; sie beträgt jedoch mindestens drei Jahre. Die an diesem Ausgangsdraht gefundene Gitterkonstante liegt erheblich über der des neuvergüteten Materials ($a = 4{,}0342$ Å). Der Draht hatte eine Festigkeit von 43,2 kg/mm². An ausgeglühtem Draht wurde, der weitgehenden Kupferausscheidung entsprechend, eine stark erhöhte Gitterkonstante gefunden ($a = 4{,}0402$ Å).

Es ist naheliegend, unseren Befund als eine Widerlegung der Ausscheidungstheorie anzusehen, denn gerade während des Anstieges der Festigkeit ist keinerlei Änderung der Gitterkonstanten feststellbar. Trotzdem halten wir eine Stellungnahme gegen die Ausscheidungstheorie für verfrüht. Das Verhalten der Gitterkonstanten ließe sich nämlich auch als eine Überlagerung der Wirkungen von Magnesium- und Kupfer-Ausscheidungen deuten. Die Verkleinerung der Gitterkonstanten während der ersten Stunden der Alterung wäre danach als eine Magnesium- (bzw. Mg_2Si-) Ausscheidung aufzufassen. Wenn nun die Kupferausscheidung erst mit dem Beginn des Festigkeitsanstieges einsetzte, so könnten sich von diesem Zeitpunkt ab die beiden Ausscheidungen in ihrer Wirkung gerade kompensieren, denn Kupfer und Magnesium wirken ja in entgegengesetzter Weise auf die Gitterkonstante des Aluminiummischkristalles.

Die Ansicht, daß die Wirkung des Kupfers später einsetzt als die des Magnesiums, ist schon früher in der Literatur erörtert worden[1]. Ob die Auffassung von der gleichzeitigen und in bezug auf die Gitterkonstante gegenläufigen Wirkung der beiden Ausscheidungen berechtigt ist, soll durch weitere Versuche, die im Gange sind, geprüft werden.

Immerhin läßt sich schon jetzt — in Übereinstimmung mit dem Befund an Kupfer-Aluminiumkristallen — sagen, daß die ausgeschiedene Kupfermenge jedenfalls weit hinter der nach dem Zustandsdiagramm zu erwartenden zurückbleibt. Die Lösung von 1 Gew.-% Kupfer verkleinert die Gitterkonstante des Aluminiums um 0,002 Å, $^1/_2$ Gew.-% Magnesium vergrößert sie um etwa denselben Betrag[2]. Stellt man nun diese numerischen Werte in Rechnung, so ergibt sich, daß die Gesamtmenge des im Duralumin enthaltenen Magnesiums eine Ausscheidung von höchstens 1 Gew.-% Kupfer kompensieren kann. Auch die noch nicht berücksichtigte Ausscheidung des Siliziums kann das Defizit nicht wettmachen, da die hierbei eintretende, sehr geringe Gitteraufweitung[3] gerade im Sinne einer weiteren Verkleinerung der für die Ausscheidung in Betracht kommenden Kupfermenge wirkt.

Ob die merklich höhere Gitterkonstante des vor mehreren Jahren vergüteten Ausgangsmaterials durch eine im Laufe der Zeit eingetretene Kupferausscheidung verursacht wurde, oder ob sie auf eine besondere Vorbehandlung des Materials (z. B. Warmvergütung) zurückzuführen ist, kann zur Zeit ebenfalls noch nicht entschieden werden. Vielleicht läßt sich der Befund auch sehr einfach so deuten, daß nach dem ersten Abschrecken noch ungelöstes Kupfer vorhanden war, das erst beim Glühen vor der zweiten Vergütung in Lösung ging.

In diesem Zusammenhang sei betont, daß es mittels einer Röntgenaufnahme möglich ist, sofort nach dem Abschrecken festzustellen, ob maximale Lösung des Kupfers

[1] Vgl. z. B. E. Schmid und G. Wassermann: a. a. O.
[2] A. E. van Arkel: Z. Kristallographie Bd. 67, S. 235. 1928.

[1] Vgl. z. B. K. L. Meißner: Z. V. d. I. Bd. 70, S. 391. 1926.
[2] Frhr.. v. Göler und G. Sachs: a. a. O.; G. Wassermann: a. a. O.
[3] M. L. V. Gayler und G. D. Preston: a. a. O.

Digitized by Google

und damit die maximale Vergütbarkeit der Legierung erreicht ist.

2. Gitterstörungen.

Bisher war ausschließlich von Untersuchungen über die Gittergröße in verschiedenen Vergütungszuständen die Rede. Es liegen jedoch an anderen Legierungen auch bereits einige Beobachtungen vor, die auf das Entstehen von Gitterstörungen im Verlaufe der Vergütung hinweisen. So zeigten Beryllium-Kupferlegierungen mit zunehmender Vergütung eine deutliche Verbreiterung der Linien des Grundmischkristalles[1]. An Aluminiumlegierungen mit Kupfer-, Magnesium- und Siliziumgehalten trat derselbe Effekt außerordentlich deutlich durch Verschmierung des K_α-Dubletts zutage[2].

Gitterstörungen konnten außerdem noch durch Änderungen der Reflexionsintensität während der Vergütung der Beryllium-Kupferlegierungen festgestellt werden. Neben einer erheblichen absoluten Abnahme der Gesamtintensität wurde von O. Dahl, E. Holm und G. Masing noch eine relative Intensitätsabnahme der höheren Ordnungen beobachtet.

Bei unseren Versuchen traten derartige Effekte nicht in merkbarem Maße auf. Im Verlauf der Vergütung war

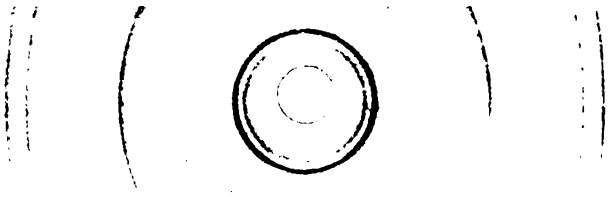


Abb. 2. Diagramm der äußersten Debye-Scherrer-Linien von kaltvergütetem Duralumin.

keine erkennbare Änderung der Linienschärfe zu beobachten; bei allen Aufnahmen ist das K_α-Dublett scharf und deutlich getrennt. (Vgl. Abb. 2.)

Dieser Befund steht nun durchaus in Widerspruch zu den von Gayler und Preston[2] gemachten Beobachtungen, daß in kaltvergüteten Aluminiumlegierungen eine überaus deutliche Verschmierung des K_α-Dubletts vorhanden ist. (Vgl. die Aufnahmen Nr. 2, 3, 15 und 24 bei Gayler und Preston.) Wir glauben indes, daß dieser Widerspruch nur scheinbar ist, und sich durch Versuchsergebnisse, über die wir weiter unten berichten, aufklären läßt.

Auch eine absolute oder relative Abnahme der Intensität war bei unseren Aufnahmen nicht feststellbar. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß photographisch nur sehr grobe Intensitätsunterschiede nachzuweisen sind. Für genauere Messungen ist eine ionometrische Intensitätsbestimmung erforderlich[3].

B. Deformation vergütbarer Aluminiumlegierungen.

Bereits R. Wilm[1] hat den Einfluß von Kaltdeformationen auf den Vorgang der Vergütung hervorgehoben. Die Ergebnisse der seitherigen Untersuchungen, auf die hier im einzelnen nicht eingegangen werden kann, lassen sich dahin zusammenfassen, daß eine nach dem Abschrecken vorgenommene Kaltverformung zwar eine Beschleunigung der Vergütung zur Folge hat, daß dadurch jedoch das Ausmaß der Vergütung deutlich verringert wird[2].

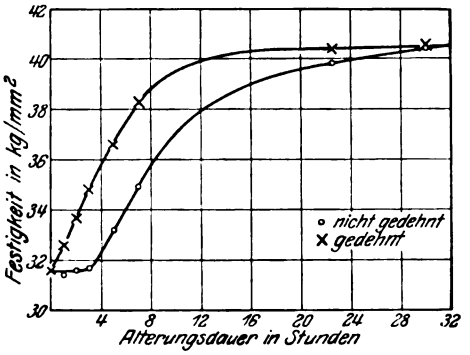


Abb. 3. Beschleunigung der Vergütung des Duralumins durch Dehnen der Versuchsdrähte um 1% unmittelbar nach dem Abschrecken.

Unsere eigenen Versuche stehen hiermit in völliger Übereinstimmung. Durch Dehnen der Duralumindrähte um 1% unmittelbar nach dem Abschrecken wurde unter Aufhebung der sonst etwa 3 Std. währenden Inkubationszeit ein sofortiges Einsetzen des Festigkeitsanstieges bewirkt. Das Ergebnis einer Versuchsreihe, bei der die Hälfte der Proben nach dem Abschrecken um 1% gedehnt wurde, ist in Abb. 3 (bis zu 30 Std.) und der Zahlentafel 1 (bis zu 8 Tagen) wiedergegeben. Man erkennt, daß nach 30 Std. die Festigkeit der nicht verformten Drähte die der verformten bereits erreicht und nach 8 Tagen um 1,7 kg/mm² überschritten hat.

Zahlentafel 1.

Zeit	Festigkeit in kg/mm²	
	nicht gedehnt	1% gedehnt
0 St.	31,6	
1 „	31,4	32,6
2 „	31,6	33,7
3 „	31,7	34,8
5 „	33,8	36,6
7 „	34,9	38,3
22½ St.	39,8	40,4
30 „	40,4	40,5
2 Tg.	41,6	40,5
4 „	42,4	41,2
8 „	42,7	41,1

Eine röntgenographisch nachweisbare Wirkung einer solchen Kaltdeformation ist eigentlich nicht zu er-

[1] O. Dahl, E. Holm und G. Masing: Wiss. Veröffentlg. Siemenskonz. Bd. 8, S. 154. 1929.

[2] M. L. V. Gayler und G. D. Preston: a. a. O.

[3] Solche Messungen sind von J. Hengstenberg und H. Mark bereits zum Nachweis von Gitterstörungen nach Kaltbearbeitung ausgeführt worden (Naturwissensch. Bd. 17, S. 443. 1929). Die Anwendung dieser Methode auf die Untersuchung der Kaltvergütung von Duralumin ergab in der Tat einen relativen Abfall der Intensität mit steigendem Vergütungsgrad. In einer in der Z. Physik in Kürze erscheinenden Arbeit machen die genannten Herren über ihre Ergebnisse Mitteilung. (Anm. b. d. Korr.: Z. Physik Bd. 61, S. 435. 1930.)

[1] R. Wilm: Metallurgie Bd. 8, S. 223. 1911.

[2] Vgl. beispielsweise die Diskussion auf der Hauptvers. d. Dtsch. Ges. Metallkunde Düsseldorf 1929; Z. Metallkunde 22, S. 141. 1930.

Digitized by Google

warten, da bekanntlich Reinaluminium (im Gegensatz zu Wolfram[1] oder Kupfer) auch nach weitestgehenden Kaltreckungsgraden keinerlei Verschmierung des K_α-Dubletts ergibt[2]. Überraschenderweise zeigte sich jedoch, daß bei Duralumin schon geringe Deformationen starke röntgenographisch nachweisbare Effekte hervorrufen. Die systematische Prüfung dieses Befundes führte zu folgenden Feststellungen.

Diagramme von Reißstücken geglühten oder hartgezogenen, technischen Aluminiumdrahtes zeigen, daß die α_1- und α_2-Linien des $\frac{(333)}{(511)}$-Debye-Scherrer-Kreises scharf und völlig getrennt sind. Eines der erhaltenen Diagramme ist in Abb. 4 wiedergegeben.

Daß der Vergütungsvorgang allein ebenfalls keine merkbare Unschärfe der Linien bewirkt, ist bereits oben betont worden. (Vgl. Abb. 2.)

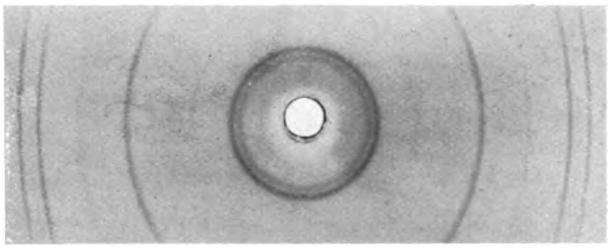


Abb. 4. Diagramm eines Reißstückes von hartgezogenem, technischen Aluminiumdraht.

Die Abb. 5a—d sind an abgeschrecktem Duralumin-Draht verschiedenen Dehnungsgrades erhalten worden. Man sieht, daß eine unmittelbar nach dem Abschrecken vorgenommene Dehnung von 1% bereits eine leichte Unschärfe der α_1- und α_2-Linien zur Folge hat. Nach 2proz. Dehnung tritt schon eine deutliche Verwaschenheit des K_α-Dubletts in Erscheinung (Abb. 5c). Gleichzeitig nimmt die allgemeine Schwärzung zu; die α_2-Linie hebt sich nur noch schwach vom Untergrund ab. Bereits nach 8% Dehnung sind die beiden K_α-Komponenten nicht mehr getrennt sichtbar. Das Bild unterscheidet sich nur wenig von dem an einem zerrissenen Draht (nach etwa 22% Dehnung) erhaltenen. Wie Abb. 5d zeigt, ist hier das Dublett völlig verschmiert. Der Ort der α_1-Linie fällt mit der äußeren Begrenzung des breiten Schwärzungsringes zusammen. Die α_2-Linie ist vollkommen in der allgemeinen Schwärzung untergegangen. Wie weit diese Schwärzung nach innen reicht, kann nicht festgestellt werden; sie ist in unseren Aufnahmen durch den Blendenschatten begrenzt.

Weiterhin ist mit zunehmender Verschmierung des Dubletts eine starke allgemeine Abnahme der Linienintensität bemerkbar, die in den Diagrammen der Abbildungen allerdings durch längere Belichtung, Entwickeln und Kopieren größtenteils ausgeglichen worden ist.

Der eben beschriebene Deformationseffekt war auch in allen anderen Stadien der Vergütung feststellbar. Die Abb. 6a—d geben Diagramme wieder, die an unserem vergüteten Ausgangsdraht (mit der Gitterkonstante $a = 4{,}0342$ A, vgl. oben) erhalten wurden. Wie eine Gegenüberstellung mit den Abb. 5a—d zeigt, tritt hier, wenn man Proben gleicher Dehnung vergleicht, die Verschmierung sogar früher ein als bei dem frisch abgeschreckten Draht. Nach 1% Dehnung bemerkt man die Unschärfe der Linien schon sehr deutlich (Abb. 6b). Nach 2% Dehnung ist α_2-Linie fast unsichtbar (Abb. 6c). In dem Diagramm des zerrissenen Drahtes (Abb. 6d) ist eine Begrenzung der Schwärzung nach innen wiederum nicht mehr festzustellen.

Dieses Verhalten ist nun keineswegs eine Eigentümlichkeit des Duralumins allein. Der gleiche Effekt wurde auch an anderen vergütbaren Aluminiumlegierungen festgestellt, nämlich bei 1. Kupfer-Aluminium (4,5% Cu), 2. Lautal (Aeron; bei Zimmertemperatur nur schwach vergütbar), 3. Constructal (Leg. 87 mit 5,9% Zn, 1,4% Mg).

Das Diagramm einer Silizium-Aluminiumlegierung (harter Silumindraht) zeigte dagegen ebenso scharfe Linien wie Reinaluminium. Die Verschmierung des K_α-Dubletts nach Kaltreckung ist also keine allgemeine Eigenschaft aller Aluminiumlegierungen, sondern scheint das Vorhandensein eines Mischkristalles zur Voraussetzung zu haben. Nun ist zwar auch Silizium im Aluminium löslich, die Löslichkeit ist jedoch gering (1,4 bis 0,1%)[1]. Offenbar ergibt also nur ein durch Mischkristallbildung über ein gewisses Maß hinaus aufgeweitetes oder verkleinertes Aluminiumgitter die Deformations-Verschmierung.

In der Tat zeigte sich, wie Abb. 7 veranschaulicht, daß ein langsam abgekühlter Duralumindraht nach dem Zerreißen eine im Vergleich zum abgeschreckten Draht nur sehr geringe Verschmierung ergibt. Mit der Ausscheidung des Kupfers (der Gitterkonstanten $a = 4{,}0402$ Å entsprechend sind etwa 4% Cu ausgeschieden) ist also auch die Empfindlichkeit des Gitters gegen Deformation stark zurückgegangen.

Dieser Befund läßt vermuten, daß nicht die Mischkristallbildung an sich, sondern hauptsächlich der Übersättigungszustand der abgeschreckten Drähte für die Verschmierung verantwortlich ist.

In der Tat konnten wir an Magnesium-Aluminium-Mischkristallen bereits feststellen, daß ein hartgezogener Draht mit 2,7 Gew.-% Magnesium scharfe Linien ergibt, trotzdem die Gitterkonstante um 0,013 Å vergrößert ist. (5 Gew.-% Kupfer verkleinern nur um 0,010 Å.) Diese Legierung liegt bei gewöhnlicher Temperatur an der Sättigungsgrenze[2]. Ein gezogener Draht mit 5,4 Gew.-% Magnesium, der nach dem Zustandsdiagramm bei gewöhnlicher Temperatur übersättigt ist, zeigte starke Verschmierung des K_α-Dubletts. Zur Deutung der mitgeteilten Ergebnisse in bezug auf die Theorie der Vergütung möchten wir zunächst darauf hinweisen, daß es unseres Erachtens nicht möglich ist, die beschriebene Linienunschärfe als Anzeichen eines Ausscheidungsvorganges zu betrachten, denn die Unschärfe ist ja in jedem Stadium der Vergütung herbeizuführen. Im frisch abgeschreckten Material ist sie zwar mit einer Festig-

[1] A. E. van Arkel: Physica Bd. 5, S. 208. 1925.
[2] U. Dehlinger: Z. Kristallographie Bd. 65, S. 615. 1927.

[1] G. C. Gwyer, H. W. Phillips und L. Mann: J. Inst. Met. Bd. 40, S. 297. 1928.
[2] E. H. Dix und F. Keller: Techn. Publ. Nr. 187. Referat Z. Metallkunde Bd. 21, S. 205. 1929.

Digitized by Google

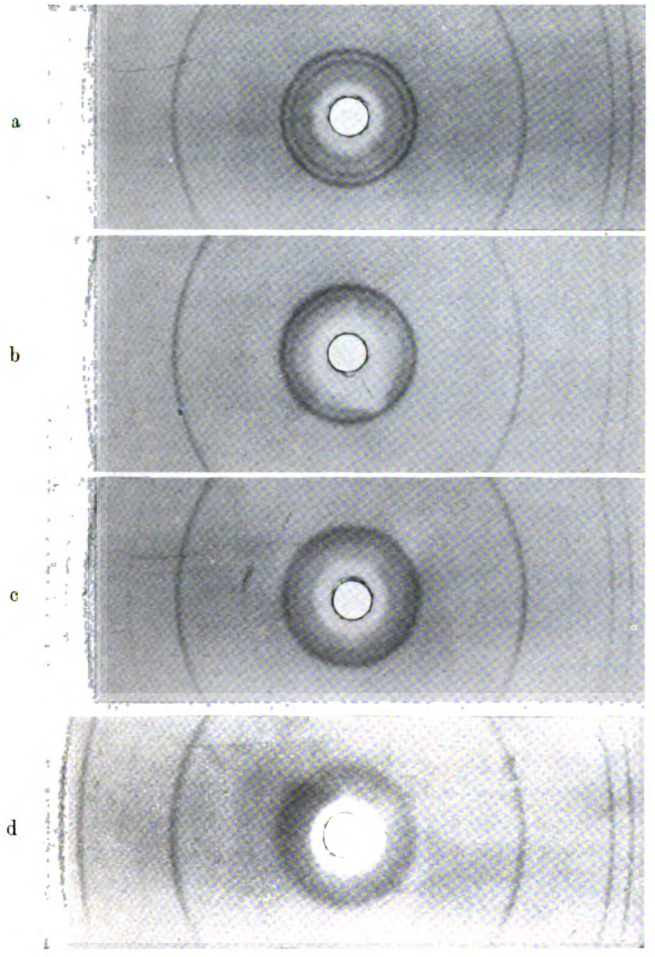


Abb. 5. Diagramme von abgeschrecktem Duralumin bei verschiedenen Dehnungsgraden.
a Ausgangszustand unbelastet; b 12 kg Last, 1% Dehnung; c 14 kg Last, 2% Dehnung; d Reißstück 24 kg Last, 22% Dehnung.

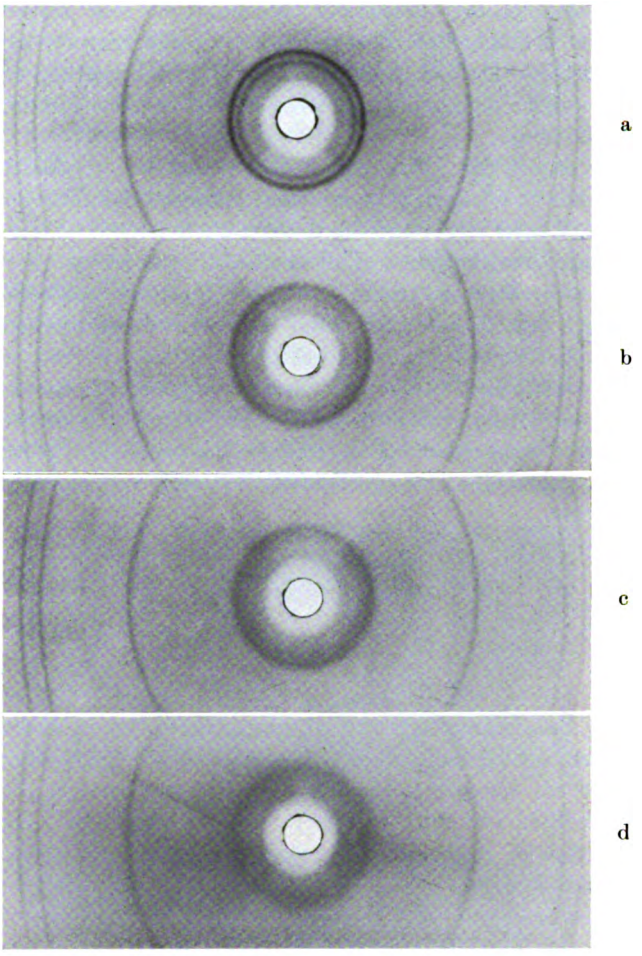


Abb. 6. Diagramme von ausgealtertem Duralumin bei verschiedenen Dehnungsgraden.
a Ausgangszustand, unbelastet; b 22 kg Last, 1% Dehnung; c 24 kg Last, 2% Dehnung; d 34 kg Last, 22% Dehnung.

keitssteigerung verbunden. Im ausgealterten Draht ist jedoch durch Deformation keine der Vergütung zuzuschreibende Festigkeitssteigerung mehr zu erzielen, trotzdem die Verschmierung hier sicher nicht geringer, wahrscheinlich sogar größer ist als bei der abgeschreckten Legierung. Es hat auch durchaus den Anschein, als ob die Verschmierung gleichzeitig mit der Deformation und nicht erst allmählich entsteht, wie man bei Eintritt von Ausscheidungen erwarten sollte. Die Aufnahmen waren zwar immer erst $1^1/_2$ Stunden nach der Deformation beendet, doch ergaben sich keinerlei Anzeichen dafür, daß die Linien im ersten Teil der Aufnahmezeit noch scharf waren. Auch eine Zunahme der Unschärfe nach längerer Zeit war nicht festzustellen.

Eine Deutung der Linienunschärfe im Sinne der Ausscheidungstheorie erscheint uns also nicht möglich. Wir glauben vielmehr, daß die Verschmierung bei der Deformation lediglich ein Zeichen für die starke Störung ist, die das Aluminiumgitter bei tiefer Temperatur durch die Lösung mehrerer Prozente fremder Atome erfährt. Weder Deformation allein, noch der Übersättigungszustand der vergütbaren Mischkristalle allein, sind bei Aluminium imstande, die Verschmierung des Dubletts herbeizuführen. Erst bei gleichzeitiger Wirkung beider Ursachen wird der Effekt erzielt. Bei Kupfer dagegen, das als solches bei Deformation die Verschmierung zeigt, genügt auch der Vergütungsvorgang allein, um die Linienunschärfe herbeizuführen. Inwieweit diese Parallelität allgemeingültig ist, läßt sich heute noch nicht sagen.

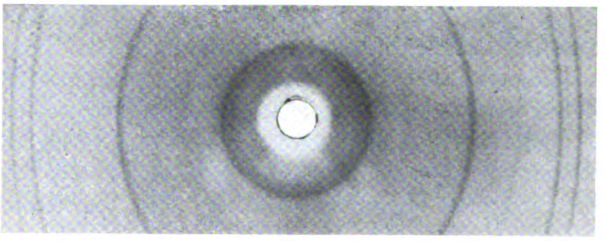


Abb. 7. Diagramm eines Reißstückes von geglühtem Duralumin.

Der im ersten Teil dieser Arbeit erwähnte Widerspruch zwischen den Ergebnissen von Gayler und Preston und den unsrigen über die Linienschärfe kaltvergüteter Legierungen ist jetzt wohl zwanglos zu klären. Gayler und Preston stellten ihre Legierungen für die Röntgenaufnahmen „in Form eines dünnen, biegsamen Bleches“ her. Die Präparate wurden in einer Kamera von 5 cm Radius aufgenommen, in der die Bleche der zylindrischen Wand anlagen (Fokussierungsmethode). Die hierfür notwendige Biegung der Bleche dürfte bereits genügen, um eine Unschärfe der Dublettlinien herbeizuführen, abgesehen davon, daß auch unabsichtlich Ver-

Digitized by Google

biegungen der Präparate vorgekommen sein mögen. Der Befund, daß Reinaluminium sowie langsam abgekühlte Proben weit schärfere Linien ergaben, ist ja mit unseren Ergebnissen durchaus in Übereinstimmung.

Das in der Arbeit von v. Göler und Sachs wiedergegebene Röntgendiagramm eines Aluminiumdrahtes mit 4% Kupfer zeigt ebenfalls deutlich die Dublettverschmierung. Auch in diesem Fall ist die Linienunschärfe nicht überraschend, da nach Angabe der Verfasser die Drähte nach dem Abschrecken etwas gezogen wurden, um kontinuierlich geschwärzte Linien zu erhalten.

Mit Hilfe der Röntgenuntersuchung ist es also in einfacher Weise möglich, bei kaltvergüteten Aluminiumlegierungen nachträglich festzustellen, ob nach dem Abschrecken eine Deformation des Materials vorgenommen wurde.

Zusammenfassung.

1. Die Gitterkonstante des Duralumins zeigt bei der Kaltvergütung nach einer anfänglichen, kleinen Erniedrigung, die zeitlich mit der Inkubationsdauer des Festigkeitsanstieges zusammenfällt, keinerlei Änderungen.

2. Gitterstörungen, die sich in einer Linienverbreiterung (Verschmierung des K_α-Dubletts) äußern, wurden bei der Kaltvergütung des Duralumins nicht beobachtet.

3. Im Gegensatz zu Reinaluminium zeigen vergütbare Aluminiumlegierungen nach Deformation sehr beträchtliche Verschmierung des K_α-Dubletts. Es wird vermutet, daß diese Erscheinung an das Vorhandensein eines übersättigten Mischkristalls gebunden ist.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft danken wir bestens für Unterstützung unserer Versuche.

Zur Frage der molekularen oder atomaren festen Lösung einer Metallverbindung im Grundmetall.

Von **G. Wassermann**[1].

Bei den meisten vergütbaren Legierungen, insbesondere den Aluminiumlegierungen, ist der Bestandteil, der als wesentlich für die Vergütungswirkung zu betrachten ist, eine intermetallische Verbindung. Unmittelbar nach dem Abschrecken einer vergütbaren Legierung sind die wirksamen Bestandteile in fester Lösung in dem Grundmetall vorhanden. Für die Kenntnis des Veredelungsvorganges wäre es wichtig zu wissen, ob in diesem Mischkristall bereits Moleküle der Verbindung in fester Lösung enthalten sind — molekulare Lösung — oder ob die Atome der an der Verbindungsbildung beteiligten Elemente zunächst einzeln in das Gitter des Grundmetalles aufgenommen werden — atomare Lösung. Die Verbindungsbildung könnte in diesem Fall erst später im Zusammenhang mit dem Vergütungsvorgang erfolgen.

Eine experimentelle Entscheidung dieser wichtigen Frage liegt, soweit bekannt ist, bisher nicht vor. Röntgenographisch ist eine Mischkristallbildung im allgemeinen nur dadurch erkennbar, daß die Gitterkonstante des Grundmetalles verändert wird. Je nach der Größe der gelösten Atome wird das Gitter aufgeweitet oder verengt, und zwar steigt oder fällt der Wert der Gitterkonstanten linear mit der Atomkonzentration des gelösten Stoffes. Der innere Aufbau des Mischkristalls läßt sich dagegen im einzelnen nicht feststellen. Man kann jedoch versuchen, aus der Veränderung der Gitterkonstanten mit der Natur und Konzentration der gelösten Stoffe Schlüsse auf die Art der Lösung zu ziehen. Am günstigsten dafür scheinen die Fälle zu sein, in denen die Atome des Lösungsmittels nicht selbst an der Bildung der wirksamen Verbindung beteiligt sind. Ein Beispiel sind Aluminiumlegierungen, bei denen die Veredelung durch die Verbindung $MgZn_2$ hervorgerufen wird. Über einige röntgenographische Versuche, die sich mit der Veränderung der Gitterkonstanten des Aluminiums bei Mischkristallbildung mit Zink und Magnesium befassen, soll im folgenden berichtet werden.

Es gelangten zunächst Zink-Aluminium-Mischkristalle zur Untersuchung. Die Legierungen wurden aus reinstem, amerikanischem Aluminium und aus Zink „Kahlbaum" hergestellt, zunächst kalt gewalzt, im allgemeinen 15 bis 18 St. bei 200° geglüht, abgeschreckt und zu Draht von 0,4 mm Durchmesser gezogen. Die gezogenen Drähte wurden vor der Aufnahme nochmals 1 bis 2 St. bei 250° angelassen und erneut abgeschreckt. Die Aluminium-Legierung mit 10 Atom-% Zink wurde bei 300° während 20 Std. geglüht, um ein Überschreiten der Löslichkeitsgrenze zu vermeiden. Für die Röntgenaufnahmen diente eine Debye-Scherrer-Kammer (Cu-Strahlung) von 29,5 cm Umfang[1]. Die Auswertung der Filme erfolgte in der von van Arkel[2] angegebenen Weise.

Die Ergebnisse sind in Abb. 1 dargestellt. Für reines Aluminium ergab sich die Würfelkante des Elementarkörpers $a = 4{,}0404$ Å, also in sehr guter Übereinstimmung mit dem von v. Göler und Sachs gefundenen Wert 4,0402 Å. Um einen Vergleich mit anderen Metallen zu ermöglichen, ist in Abb. 1 der Zinkgehalt in Atomprozenten aufgetragen. Man sieht, daß, wie schon Phebus und Blake[3] festgestellt haben, Zink kontrahierend auf das Aluminiumgitter wirkt. Ein quantitativer Vergleich mit den von Phebus und Blake gefundenen Werten ist schwierig. Die Genauigkeit der Gitterkonstanten-Bestimmung war damals geringer als bei den jetzigen Versuchen; der Wert für das unlegierte (wohl höchstens 99,5proz. Aluminium liegt zu hoch. Immerhin ergibt sich noch eine befriedigende Übereinstimmung der Ergebnisse.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß zwar die Verkleinerung der Gitterkonstanten innerhalb der Versuchs-

[1] Original: Z. Metallkunde Bd. 22, S. 158 bis 160. 1930.

[1] Vgl. v. Göler und G. Sachs: Metallwirtsch. Bd. 8, S. 671. 1929.

[2] Z. f. Krist. Bd. 67, S. 235. 1928.

[3] Phys. Rev. Bd. 25, S. 107. 1925.

Digitized by Google

fehler gut linear mit der Zinkkonzentration erfolgt, daß aber für sehr kleine Zusätze (unter 2 Atom-%) die Abnahme verhältnismäßig geringer ist.

Die Aluminium-Legierung mit 9,75 Atom-% (20,64 Gew.-%) Zink liegt nach dem von Bauer und Vogel[1] sowie Sander und Meißner[2] aufgestellten Zustandschaubild bei 300° bereits an der Löslichkeitsgrenze. Daß noch das gesamte Zink in Lösung gegangen war, ergibt sich wohl aus dem niedrigen Wert der Gitterkonstanten des Mischkristalls (vgl. Abb. 1). Auch waren Debye-Scherrer-Linien des Zinks oder der Verbindung Al_2Zn_3 im Diagramm nicht zu bemerken[3].

Die Herstellung der magnesiumhaltigen Aluminium-Legierungen erfolgt in der gleichen Weise wie die der zinkhaltigen Legierungen. Auch bezüglich der Röntgenaufnahmen gilt das oben Gesagte. Abb. 2 und 3 zeigen am Beispiel einer Legierung mit 3 Atom-% Magnesium, wie die hier beobachtete, starke Gitteraufweitung, die Lage des letzten $\frac{(333)}{(511)}$ Debye-Scherrer-Kreises (der bei der üblichen Filmanordnung ganz außen gelegen ist), verändert.

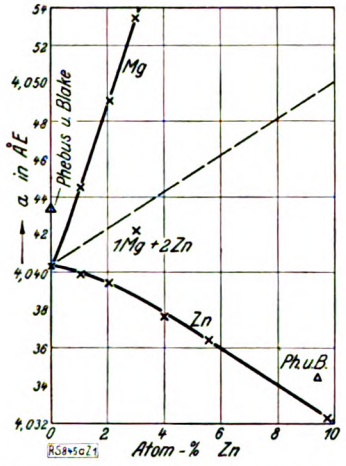


Abb. 1. Änderung der Gitterkonstanten der Aluminiums bei der Mischkristallbildung mit Zink und Magnesium (a-Werte von Phebus und Blake).

Die gefundenen Werte sind wieder in die Abb. 1 eingetragen. Eine Legierung mit 6 Atom-% (5,42 Gew.-%), die den Wert $a = 4{,}0600$ Å ergab, enthielt nach 20stündigem Glühen bei 250° offenbar nicht mehr alles Magnesium in Lösung. Nach dem neuen Zustandschaubild von Dix und Keller[4] ist hier die Löslichkeitsgrenze bereits überschritten. Wahrscheinlich war auch die Glühzeit zu kurz. Die übrigen drei Werte lassen sich gut durch eine Gerade verbinden, die allerdings den für Reinaluminium gefundenen Wert nicht trifft. Also auch hier beeinflussen geringe Zusätze die Gitterkonstante verhältnismäßig wenig.

Auch über Magnesium-Aluminium-Mischkristalle liegen bereits einige Angaben vor. Owen und Preston[5] fanden bei 8,8% Magnesium den außerordentlich hohen Wert $a = 4{,}106$ Å, allerdings ist auch ihr Wert für Reinaluminium sehr groß (4,05 Å). Bessere Übereinstimmung ergibt sich mit einer neuen Bestimmung von Gayler und Preston[1], die für Reinaluminium den Wert $a = 4{,}0412$ Å bei einem Gehalt von 9,8 Atom-% Mg (8,8 Gew.-%) $a = 4{,}0705$ Å fanden.

Die Gitterveränderungen bei Magnesium- oder Zinkzusatz lassen sich aus der Größe der verschiedenen Atome erklären. Nach V. M. Goldschmidt[2] beträgt der Atomradius des Aluminiums 1,43, der des Zinks 1,37, der des Magnesiums 1,64 (Koordinationszahl 12). Man erkennt aus diesen Zahlen nicht nur, daß das Zinkatom kleiner ist als das Aluminiumatom, das Magnesiumatom dagegen größer, sondern man sieht auch, daß der Unterschied zwischen Aluminium und Zink kleiner ist

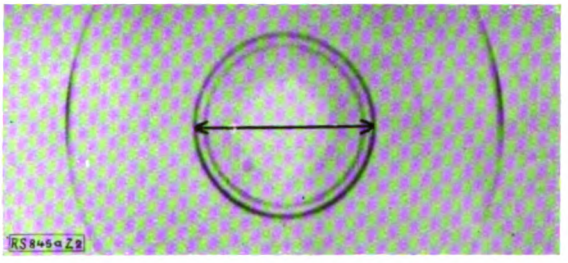


Abb. 2. Rein-Aluminium.

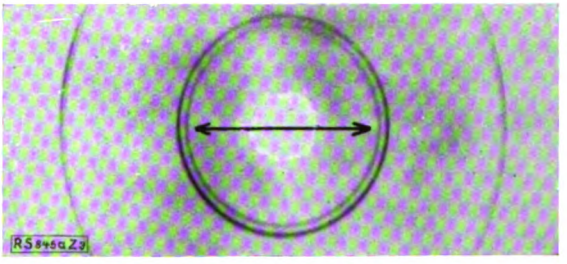


Abb. 3. Aluminium mit 3 Atom-% Magnesium.

Abb. 2 und 3. Durch Gitteraufweitung bedingte Verschiebung des (333) α_1- und α_2-Debye-Scherrer-Kreises.

als zwischen Magnesium und Aluminium. Die erheblich stärkere Wirkung des Magnesiums wird damit verständlich.

Nun wurde eine Legierung untersucht, die 2 Atom-% Zink und 1 Atom-% Magnesium enthielt. Diese Legierung ergab den Wert $a = 4{,}0423$ Å. In Abb. 1 gibt die gestrichelte Linie an, wie sich die Gitterkonstante bei gleichzeitiger Anwesenheit von Zink und Magnesium im Verhältnis 1:2 aus den Werten der reinen Zink- und Magnesiumlegierungen errechnen würde. Man erkennt, daß der gefundene Wert etwas unter dem berechneten liegt. Es ist jedoch zu berücksichtigen, daß bei Anwesenheit von Magnesium der gekrümmte Teil der Linie der Zink-Mischkristalle sicherlich kürzer ist als beim Fehlen von Magnesium oder sogar ganz wegfällt. Es würden dann die Werte für die Zink-Mischkristalle und damit auch die für Magnesium-Zink-Aluminium berechnete Linie tiefer liegen. Wesentlich erscheint jedenfalls, daß immer noch eine Gitteraufweitung vorhanden ist.

[1] Int. Z. Metallogr. Bd. 8, S. 101. 1916.

[2] Z. Metallkunde Bd. 14, S. 385. 1922.

[3] Ein Versuch, die Verbindung Al_2Zn_3 in einer Legierung mit 22 Gewichts-% Aluminium nachzuweisen, war nicht erfolgreich. Die Legierung wurde 72 Std. auf 420° erhitzt, abgeschreckt und unmittelbar danach aufgenommen. Das Diagramm zeigt lediglich Linien des Zinks und Aluminiums.

[4] Techn. Public. Nr. 187. Bericht Z. Metallkunde Bd. 21, S. 205. 1929.

[5] Proc. Phys. Soc. Bd. 36, S. 14. 1923.

[1] J. Inst. Metals Bd. 41, S. 191. 1929.

[2] Vgl. z. B. V. M. Goldschmidt: Z. phys. Chem. Bd. 133 (A), S. 397. 1928.

Digitized by Google

Es sei nun versucht, aus diesem Befund Schlüsse zu ziehen über den Aufbau des Mischkristalles, wie er in der abgeschreckten Legierung vorliegt. Wenn der Mischkristall von vornherein die Moleküle der Verbindung als solche gelöst enthält, ist das z. B. so möglich, daß jeweils 1 Aluminiumatom durch 1 Molekül $MgZn_2$ ersetzt wird. Diese Annahme ist nicht nur unwahrscheinlich, sie wird auch durch den Versuch widerlegt. Da das Molekularvolumen der Verbindung etwa dreimal so groß ist wie das Atomvolumen des Aluminiums, wäre dieser Fall nämlich nur verbunden mit einer außergewöhnlich großen Gitteraufweitung denkbar[1].

Eine weitere Möglichkeit der Anordnung wäre die, daß jedes Atom des Verbindungsmoleküls 1 Aluminiumatom ersetzt. Unter Verwendung der Werte für die Atom- bzw. Molekular-Volumina ergibt sich dann folgende Berechnung. Das Atomvolumen des Aluminiums ist gleich 16,49; 3 Al würden also der Zahl 49,47 entsprechen. Das Molekularvolumen für $MgZn_2$ würde sich additiv aus den Volumina für Mg + 2 Zn zu $23{,}08 + 2 \cdot 15{,}6 = 53{,}4$ errechnen. Experimentell gefunden wurde es aber gleich 48,7. Setzt man $49{,}47 = 1$, so ergibt sich für Mg + 2 Zn = 1,08, für $MgZn_2$ 0,98, d. h. bei atomarer Lösung müßte noch eine Gitteraufweitung vorhanden sein, bei molekularer Lösung dagegen schon eine geringe Verengung. Die bei gleichzeitigem Vorhandensein vom Mg und 2 Zn gefundene Gitteraufweitung macht also das Vorhandensein einer atomaren Lösung wahrscheinlich. Natürlich ist zu berücksichtigen, daß dieses Ergebnis nur mittelbar gewonnen wurde; eine unmittelbare Untersuchung des Aufbaues der Mischkristalle ist mit den heutigen experimentellen Mitteln indessen nicht möglich.

Auch rein theoretisch wird man der atomaren Verteilung die größere Wahrscheinlichkeit zuerkennen, denn die intermetallischen Verbindungen haben, soweit ihre Strukturen bisher untersucht sind, kein Molekülgitter, d. h. sie sind nicht so aufgebaut, daß bei einer Verbindung AB_2 sich zu jedem Atom A 2 ganz bestimmte Atome B angeben lassen, die diesem Atom A näher liegen als allen anderen. Das Gitter der Verbindung $MgZn_2$ ist noch dadurch besonders schwierig zu deuten, daß die Zinkatome in 2 Gruppen einteilbar sind, die in ihrer Anordnung nicht gleichwertig sind. Wenn Zink- und Magnesiumatome im geeignetem Verhältnis zusammentreffen, so bilden sie wohl gemeinsam ein Gitter, bei dem Zink zu Magnesium im Verhältnis 2:1 steht. Daß aber einzelne Moleküle, bei denen von einem Gitter natürlich noch keine Rede sein kann, überhaupt existenzfähig sein sollen, erscheint zweifelhaft[1].

Von den beiden heute noch umstrittenen Vergütungstheorien, der Ausscheidungstheorie und der Fraenkelschen Theorie, verlangt nur die letztere bestimmte Voraussetzungen über den Aufbau des Mischkristalles. Wenn nämlich die Vergütung auf der Bildung der intermetallischen Verbindung beruht, so müssen die einzelnen Bestandteile dieser Verbindung zunächst atomar gelöst sein. Bei Überschreitung der Sättigungsgrenze erfolgt nun die Verbindungsbildung im Mischkristall. Das Ergebnis dieses Vorganges ist somit eine feste Lösung, die nicht mehr Atome, sondern die einzelnen Moleküle der Verbindung enthält.

Der Fall der atomaren Lösung ist jedoch auch mit der Ausscheidungstheorie durchaus verträglich. Die Verbindungsbildung wird in diesem Falle gleichzeitig mit der Ausscheidung vor sich gehen[1].

[1] Die Fälle, daß 1 Molekül 2 oder 4 Aluminium-Atome ersetzt oder daß gar ein Einlagerungsmischkristall gebildet wird, scheiden gleichfalls aus, weil sie außerordentlich große Gitteraufweitungen bzw. -verengungen herbeiführen müßten.

Zusammenfassung.

1. Die Gitterkonstante des Alhminiums wird bei Mischkristallbildung mit Zink um etwa 0,001 Å für 1 Atom-% Zn erniedrigt.

2. Magnesium erhöht die Gitterkonstante um etwa 0,0045 Å für 1 Atom-% Mg.

3. Magnesium und Zink im atomaren Verhältnis 1:2 weiten das Aluminiumgitter gleichfalls etwas auf.

4. Die Verbindung $MgZn_2$ wird bei der Mischkristallbildung mit Aluminium wahrscheinlich atomar gelöst.

[1] Vgl. G. Masing: Wissenschaftl. Veröff. a. d. Siemens-Konzern Bd. 8, S. 187. 1929.

Über die Vergütung einer Constructallegierung.

Von **G. Wassermann**[1].

Röntgenographische Untersuchungen der Vergütungsvorgänge wurden, soweit sie Aluminium betreffen, bisher nur an kupferhaltigen Aluminium-Legierungen vorgenommen[2]. Im Nachfolgenden wird über Versuche berichtet, die an einer vergütbaren Legierung durchgeführt wurden, bei der das Aluminium nicht an der Bildung der wirksamen intermetallischen Verbindung beteiligt ist. Als Versuchsmaterial diente eine technische Constructallegierung (Leg. 87), bei der nach den Untersuchungen von Guertler[1], Sander und Meißner[2] die Veredelungswirkung der Verbindung $MgZn_2$ zuzuschreiben ist[3].

Die Analyse der als Draht von 1 mm Durchmesser benutzten Legierung ergab: 5,88% Zn, 1,40% Mg, 1,35% Mn, 0,28% Fe, 0,20% Si. Die Legierung enthält also nach Abzug des für die Bildung vom Mg_2Si benötigten Magnesiums rund 7 Gew.-% $MgZn_2$.

[1] Original: Z. Metallkunde Bd. 22, S. 160 bis 162. 1930.

[2] E. Schmid und G. Wassermann: Metallwirtsch. Bd. 7 S. 1329. 1928. M. Gayler und G. Preston: J. Inst. of Metals Bd. 41, S. 191. 1929; v. Göler und G. Sachs: Metallwirtsch. Bd. 8, S. 671. 1929.

[1] Z. Metallkunde Bd. 19, S. 488. 1927.

[2] Z. phys. Chem. Bd. 154, S. 144. 1926.

[3] Das Material war von den Vereinigten Leichtmetallwerken, Bonn, freundlichst zur Verfügung gestellt worden.

Digitized by Google

Die Drähte wurden jeweils 2 Stunden im Salzbad auf 460 bis 465° erhitzt, abgeschreckt und dann bei Zimmertemperatur oder 80° gealtert. Als Beispiel für die Festigkeitssteigerungen während der Alterung sind die Ergebnisse einer Versuchsreihe in der Zahlentafel 1 und in den Abb. 1 (Alterungszeit bis 25 Stunden) und 2 (Alterungszeit bis zu 8 Tagen) wiedergegeben. Man sieht, daß die

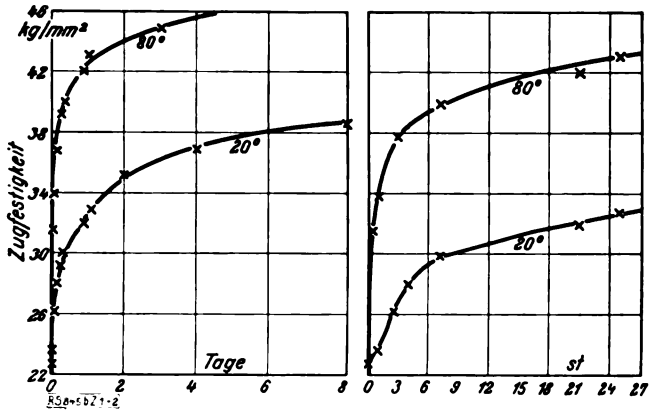


Abb. 1 und 2. Zugfestigkeit von Konstructaldraht während der Vergütung.

Zunahme der Zugfestigkeit in Prozenten der Ausgangsfestigkeit wie auch absolut sehr groß ist, obwohl nach den angewendeten Alterungszeiten (3 Tage bei 80°, 8 Tage bei Zimmertemperatur) der Endwert noch nicht erreicht ist.

Zahlentafel 1. Alterung von Constructal (Legierung 87).

Alterungszeit	20°		80°	
	Zugfestigkeit Kz kg/mm²	Dehnung δ_{10}%	Zugfestigkeit Kz kg/mm²	Dehnung δ_{10}%
0 St.	22,8	20		
½ „			31,6	17
1 „	23,7	18	33,9	19
2½ „	26,2	16		
3 „			37,8	21
4 „	28,1	17		
6 „	29,2	18	39,2	19
7½ „	30,0	17	40,0	17
21 „	32,0	18	42,1	19
25 „	32,9	19	43,2	19
2 Tage	35,2	19	43,9	18
3 „			44,9	19
4 „	36,9	20		
8 „	38,7	18		

Die röntgenographische Untersuchung dieses Vorganges geschah so, daß gleichzeitig die Veränderung der Gitterkonstanten und das evtl. Auftreten von Ausscheidungen beobachtet wurden. Die Aufnahmen erfolgten in einer Debye-Scherrer-Kamera mit 29,5 cm Umfang[1] (Cu-Strahlung). Die Drähte wurden während der Aufnahmen gedreht. Die zu erwartenden Effekte sind nicht so groß wie bei kupferhaltigen Al-Legierungen, da, wie die vorhergehende Untersuchung der Gitterkonstanten gezeigt hat, Zink und Magnesium einander entgegenwirken. Die Gitterkonstante einer Legierung mit 5,5 Gew.-% $MgZn_2$ ist nur um etwa 0,0002 Å größer als die des reinen Aluminiums.

Eine Übersicht über die Ergebnisse gibt Zahlentafel 2. In den Spalten 3 und 4 sind die Abstände $2e$ verzeichnet, die sich bei dem Ausmessen der letzten, unmittelbar an der Eintrittsstelle der Strahlung gelegenen Debey-Scherrer-Kreise (333) ergeben. a (Spalte 5) zeigt den Wert der Gitterkonstanten an, der sich nach Vornahme der van Arkelschen Korrektion ergibt[1].

Zahlentafel 2. Gitterkonstanten von Constructal.

Nr.	Vorbehandlung	2e (333) in mm		a korr.
		a_1	a_2	
1	geglüht	25,4	28,6	4,0402 Å
2	0 bis 3 St., Zimmertemp.	26,2	29,4	29
3	0 „ 7 „ „	26,0	29,3	25
4	1 Tage, „	25,8	29,1	15
5	1 „ „	25,8	29,1	17
6	7 „ „	25,7	29,0	14
7	12 „ „	25,8	29,1	15
8	14 „ „	25,8	29,0	15
9	½ St., 80°	25,7	29,1	16
10	½ „ 80°	25,8	29,1	18
11	4 „ 80°	25,8	29,2	16
12	21 „ 80°	25,9	29,2	18
13	21 „ 80°	25,7	29,0	15
14	24 „ 80°	25,8	29,0	16
15	72 „ 80°	25,8	29,0	15

Im einzelnen ist noch folgendes zu bemerken. Der Wert der Gitterkonstanten des geglühten Drahtes entspricht dem für reinstes Aluminium. Man wird jedoch daraus nicht schließen können, daß im geglühten Draht alles $MgZn_2$ ausgeschieden ist, da ja der Draht noch Eisen, Magnesium, Silizium und Mangan enthält, die die Gitterkonstante in schwer zu übersehender Weise beeinflussen. Der geglühte Draht muß sehr langsam bis zur Zimmertemperatur abgekühlt werden. Bis 80° allmählich abgekühlte und dann aus dem Heizschrank genommene Proben zeigten noch deutliche mechanische Vergütungseffekte. Da nach dem quasibinären Zustandschaubild $MgZn_2$-Aluminium[2] bei einem Gehalt von 7% $MgZn_2$ die Löslichkeitsgrenze erst unterhalb 100° überschritten wird, ist dieses Verhalten verständlich.

Die Aufnahmen Nr. 2 und 3 wurden unmittelbar nach dem Abschrecken begonnen und waren nach 3 bzw. 7 Stunden beendet. Man sieht, daß von Aufnahme Nr. 4 ab keine systematischen Veränderungen der Gitterkonstanten mehr nachweisbar sind, ebenso wie bei allen warmvergüteten Drähten. Es ist zwar wahrscheinlich, daß auch im weiteren Verlauf der Alterung noch Veränderungen von a erfolgen, sie sind jedoch mit der zur Verfügung stehenden Meßgenauigkeit nicht mehr nachweisbar und dürften höchstens 5 Stellen der 4. Dezimalen ausmachen.

Die Verkleinerung der Gitterkonstanten während der Veredelung kann wohl nur als eine Folge der Ausschei-

[1] Die Aufnahmen wurden in derselben Kamera gemacht, die v. Göler und Sachs zu ihren Versuchen verwendet hatten. Näheres über die Ausführung der Aufnahmen, die erreichbare Genauigkeit usw. vgl. v. Göler und G. Sachs: a. a. O.

[1] A. E. van Arkel: Z. Kristallogr. Bd. 67, S. 235. 1928. Für die Korrektionen wurden die Linien (333) α_1, (333) α_2, (422), (204), (313) verwendet.

[2] W. Sander und K. L. Meißner: a. a. O.

Digitized by Google

dung von $MgZn_2$ gedeutet werden[1]. Die Hauptausscheidung erfolgt denmach zu Beginn der Vergütung, und zwar während des ersten Tages der Kaltvergütung und der ersten halben Stunde bei der Warmvergütung. Tatsächlich liegt in diesen Zeiten auch der Hauptfestigkeitsanstieg (vgl. Zahlentafel 1, Abb. 1 und 2). Unmittelbar nach dem Abschrecken dürfte a noch etwas größer sein als sich aus den Aufnahmen Nr. 1 und 2 ergibt, die das Mittel der Werte der ersten Stunden liefern. Allerdings ist es auch möglich, daß die Veränderungen ganz im Anfang der Kaltvergütung fehlen, da auch der Festigkeitsanstieg etwas verzögert ist (Abb. 2).

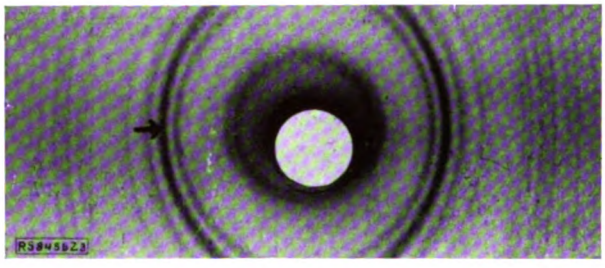


Abb. 3. Debye-Scherrer-Bild von $MgZn_2$.

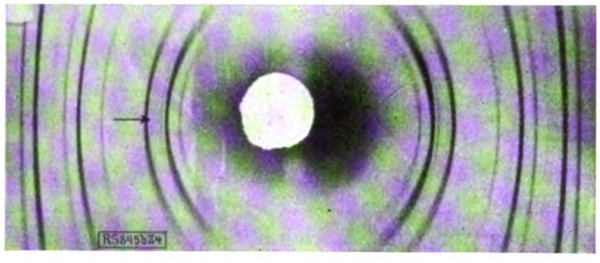


Abb. 4. Debye-Scherrer-Bild eines geglühten Constructaldrahtes.

Schließlich sei noch bemerkt, daß ein Intensitätsabfall der Reflexion höherer Ordnung während der Vergütung nicht beobachtet werden konnte.

Es wurde nun versucht, die durch die Veränderung der Gitterkonstanten sich anzeigenden Ausscheidungen auch unmittelbar nachzuweisen. Für die Beobachtung einer $MgZn_2$-Ausscheidung ist es vor allem notwendig, das Debye-Scherrer-Diagramm dieser Verbindung zu kennen. Es ist in Abb. 3 wiedergegeben. Bei größerer Feinkörnigkeit der Probe und weniger starker Belichtung der Aufnahme zeigt sich, daß die starke (in der Abbildung bezeichnete) Linie in Wirklichkeit aus zwei Linien besteht. Die innere von ihnen fällt mit der (002) β-Linie des Aluminiums zusammen und ist daher nicht nachweisbar, die äußere ist dagegen zum Nachweis des $MgZn_2$ geeignet. Eine Prüfung der Constructal-Aufnahmen auf das Vorhandensein dieser Linie ergibt, daß bei den warmvergüteten Drähten schon nach $^1/_2$stündiger Alterung die Linie zwar schwach, aber deutlich sichtbar ist. Abb. 4 zeigt die Ausscheidung im Diagramm eines geglühten Drahtes.

Bei den kaltvergüteten Drähten war dagegen bei keiner Aufnahme eine neue Linie zu erkennen, auch nicht nach Alterungszeiten von zwei und drei Wochen.

Dieser Befund ist nun ganz übereinstimmend dem früher bei Duralumin gemachten[1]. Auch damals konnte nach Alterung bei erhöhter Temperatur die Ausscheidung nachgewiesen werden, bei der Kaltvergütung dagegen nicht. Im vorliegenden Fall muß man aber aus der Änderung der Gitterkonstanten schließen, daß auch bei der Kaltvergütung Ausscheidung erfolgt.

Zusammenfassung.

1. Die Gitterkonstante von technischem Constructaldraht nimmt bei der Kaltvergütung während des ersten Tages, bei der Vergütung bei 80° während $^1/_2$ Stunde um etwa 0,0015 Å ab.

2. Aus dem Debye-Scherrer-Diagramm geglühten Drahtes ergibt sich das Vorhandensein der Verbindung $MgZn_2$.

3. Bereits nach $^1/_2$stündiger Alterung bei 80° ist die stärkste Linie des $MgZn_2$ im Röntgenbild nachzuweisen.

4. Nach Alterung bei Zimmertemperatur war der unmittelbare Nachweis einer $MgZn_2$-Ausscheidung in keinem Falle möglich.

[1] Daß etwa die Verbindung Mg_2Si die beobachteten Effekte hervorruft, ist nicht anzunehmen, da, wie früher gezeigt werden konnte (E. Schmid und G. Wassermann: a. a. O.), Mg_2Si außerordentlich langsam wirkt. Außerdem ist der Siliziumgehalt der untersuchten Legierung sehr gering (0,2%).

[1] E. Schmid und G. Wassermann: a. a. O.

Röntgenographische Bestimmung der Löslichkeit von Kupfer in Silber.

Von **N. Ageew** und **G. Sachs.**

Die in vielen Legierungsreihen neuerdings aufgefundenen Veredelungserscheinungen machen eine genaue Kenntnis der Mischkristallgrenzen notwendig. Durch die Entwicklung von Präzisionsverfahren ist auch die Möglichkeit gegeben, Röntgenverfahren hierzu heranzuziehen. Und zwar kann die röntgenographische Bestimmung der Löslichkeitsgrenzen besonders bei kubisch kristallisierenden Legierungen mit anderen Verfahren in Wettbewerb treten. Voraussetzung ist, daß die Gitterkonstante durch die Mischkristallbildung insgesamt um mehr als etwa 0,1% verändert wird, was in der Regel der Fall ist.

Die Durchführung einer solchen Aufgabe wird im wesentlichen stets nach den gleichen Richtlinien zu geschehen haben. Für das System Kupfer—Silber wurde nun im Zusammenhang mit Veredelungsversuchen die Löslichkeitsgrenze, zunächst von Kupfer in Silber, auf röntgenographischem Wege bestimmt. Das Ergebnis zeigt, daß in manchen Fällen die Röntgenuntersuchung anderen Verfahren überlegen ist.

1. Die Bestimmung der Gitterkonstanten erfolgte mittels des kürzlich beschriebenen Präzisionsverfahrens[1].

[1] G. Sachs und J. Weerts: Z. Phys. Bd. 60, S. 481 bis 490. 1930.

Digitized by Google

Hierzu wurden die Legierungen in Form von 5 mm dicken Drähten verwendet[1]. Das Verfahren verlangt besonders eine einwandfreie saubere Oberfläche, deren Zustand in jeder Beziehung dem Inneren des Präparates entspricht.

Bei der Wärmebehandlung silberreicher Legierungen stellten sich jedoch verschiedene Schwierigkeiten ein. Die ersten Röntgenaufnahmen ergaben nur geringe und unregelmäßige Gitteränderungen bei steigendem Kupfergehalt, obwohl nach dem großen Unterschied in den Gitterkonstanten von Silber und Kupfer ein starker Effekt zu erwarten war. Als Ursache hierfür wurde das Herausbrennen von Kupfer vermutet. Ferner blähten sich die Legierungen nach mehrmaligem Abschrecken stark auf, wobei ein Kranz von Blasen unter der Oberfläche entstanden war. Hieran war jedenfalls eine Gasaufnahme bei hohen Temperaturen schuld. Wir wurden hierauf zuerst durch eine Dichteabnahme aufmerksam. Beide Schwierigkeiten wurden durch Ausführung der Glühungen im Vakuum und Hochvakuum überwunden. Bei hohen Temperaturen wurden die Proben in Kohlepulver eingepackt, in einem an der Hochvakuumanlage angeschlossenen Quarzrohr geglüht und nach schnellem Öffnen eines Gummistopfens in Wasser abgeschreckt. Bei niedrigeren Temperaturen wurden sie in ein evakuiertes Glasrohr eingeschmolzen. Bei Temperaturen bis 300° wurden die Glühungen im Ölbade bzw. Salzbade vorgenommen, da dann keine Störungen mehr feststellbar waren.

Ähnliche Schwierigkeiten haben offenbar die Untersuchungen von Weinbaum[2] beeinträchtigt, der infolgedessen bei geringen Kupfergehalten zu geringe Veränderungen der Gitterkonstanten findet.

Die Gitterkonstanten konnten in den vorliegenden Versuchen nicht mit der gleich hohen Genauigkeit wie früher bestimmt werden. Die Proben fielen verschiedentlich sehr grobkörnig aus, und die dadurch hervorgerufene Streifung der Interferenzen erschwert eine genaue Ausmessung ihres Abstandes. Ferner war das Gitter infolge der hier notwendigen Behandlung nicht immer ganz einwandfrei; die Interferenzen zeigten daher eine gewisse Verwischung des K_α-Dubletts, welche ebenfalls die Genauigkeit der Ausmessung beeinträchtigte. Die mitgeteilten Gitterkonstanten sind infolgedessen vielleicht auf etwa $\pm 0{,}001$ Å $= \pm 0{,}025\%$ genau.

Die Zusammensetzung der untersuchten Proben, ihre Wärmebehandlung und das Ergebnis der Röntgenuntersuchung geht aus Abb. 1 hervor.

2. Benötigt wird zunächst der Verlauf der Gitterkonstanten mit der Konzentration. Hierzu werden eine Anzahl von Legierungen von einer möglichst hohen Temperatur abgeschreckt.

Nach unseren Versuchen müssen dabei die Legierungen längere Zeit auf der hohen Temperatur verbleiben, um den erwünschten Gleichgewichtszustand anzunehmen. Einstündiges Glühen bei 770° führte z. B. mehrfach, besonders bei Legierungen mit 8 bis 10 Atom-% Cu, zu wesentlich größeren Gitterkonstanten als längeres Glühen. Die fehlerhafte Behandlung geht aus dem unregelmäßigen Verlauf der Gitterkonstanten hervor. In anderen Fällen ergaben sich allerdings schon nach kurzem Glühen Gitterkonstanten, die mit denen nach längerem Glühen übereinstimmten. Jedenfalls hängt die Geschwindigkeit der Gleichgewichtseinstellung stark von der Vorbehandlung des Materials und auch der Konzentration der Legierung ab.

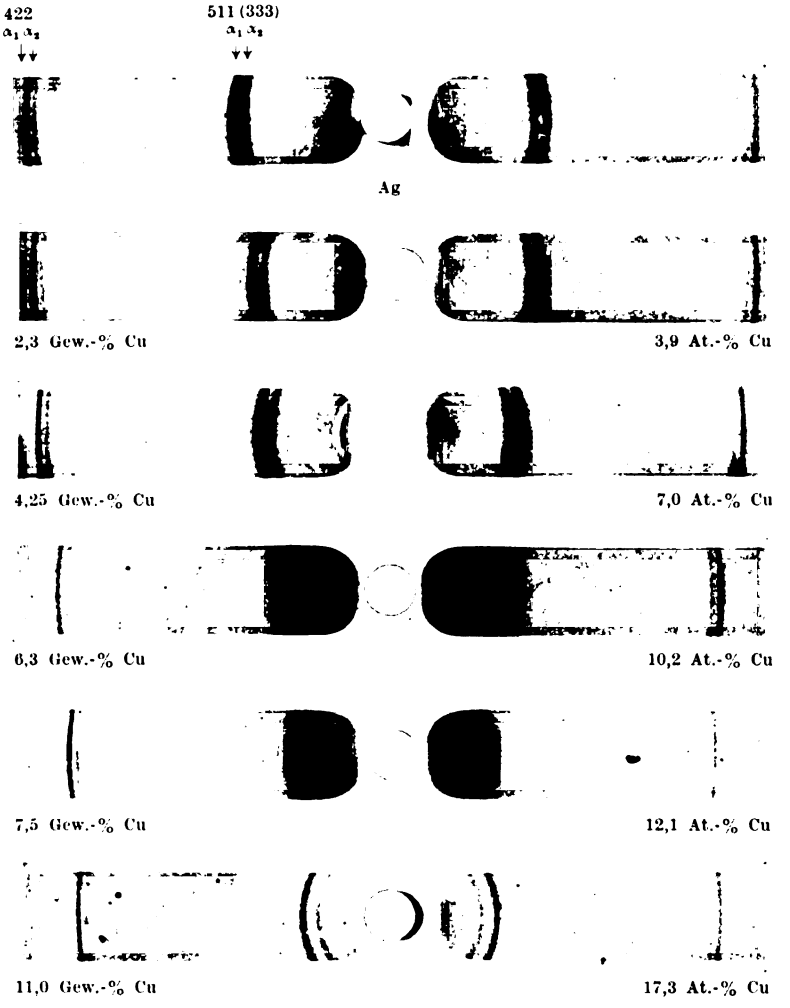


Abb. 1. Präzisionsaufnahmen von Cu—Ag-Legierungen, von 770° abgeschreckt.

Abb. 1 zeigt Röntgenaufnahmen einiger von 770° abgeschreckten Legierungen. Das Ergebnis der Ausmessung dieser und einiger anderen aus Tafel 1 ersichtlichen, als zuverlässig angesehenen Versuche in Abb. 2 gibt zunächst den Verlauf der Gitterkonstanten mit der Konzentration bis zur Grenze der Mischkristallbildung bei 770% wieder. Dieser Verlauf ist bei den Silber—Kupferlegierungen sinn-

[1] Herrn Dr. L. Nowack von der Deutschen Gold- und Silberscheideanstalt Pforzheim sind wir für die Herstellung des Versuchsmaterials zu Danke verpflichtet.

[2] O. Weinbaum: Z. Metallkunde Bd. 21, S. 397 bis 405. 1929.

Digitized by Google

gemäß fast der gleiche wie bei Gold—Kupferlegierungen[1].

Die Grenze selber bei dieser Temperatur ergibt sich aus der Hinzuziehung einer Probe mit rund 17 Atom-% Cu, deren Zusammensetzung schon im heterogenen Gebiet liegt. Da das Röntgenbild, wie es hier aufgenommen ist, nur die Konzentration des Mischkristalls in der Legierung angibt, läßt sich diese Grenzkonzentration der Abb. 2, wie angedeutet, ohne weiteres abgreifen.

3. Für die Festlegung der Mischkristallgrenzen bei anderen Temperaturen genügt nun eine einzige, im

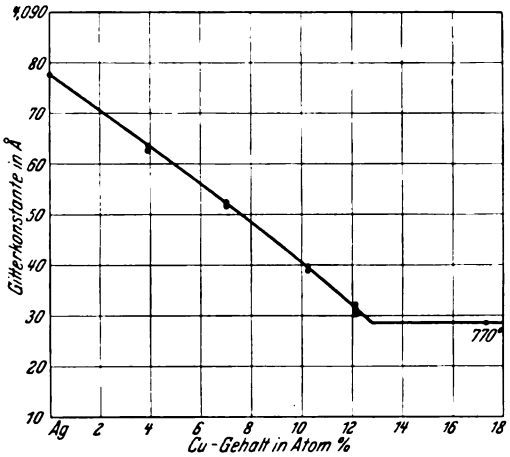


Abb. 2. Gitterkonstanten von silberreichen Cu-Ag-Legierungen, von 770° abgeschreckt.

heterogenen Gebiet liegende Legierung. Man könnte dann daran denken, die Legierung auf eine bestimmte Temperatur zu bringen, auf dieser bis zur Einstellung des Gleichgewichtszustandes zu halten und dann abzuschrecken. Die Gitterkonstante gibt dann wie oben die jeweilige Grenzkonzentration des in der Legierung vorliegenden Mischkristalls.

Dieses Verfahren erwies sich überraschenderweise als nur beschränkt anwendbar. Die zunächst zur Orientierung hergestellten Aufnahmen langsam erkalteter Legierungen, die zuletzt bei 400° 48 St. gehalten waren,

Abb. 3. Präzisionsaufnahme einer Cu-Ag-Legierung mit 10,2 At.-% Cu, langsam abgekühlt. (Verwischung der Interferenzen infolge Inhomogenität.)

zeigen entsprechend Abb. 3 einseitig verbreiterte Röntgeninterferenzen. Dies ist ein Zeichen dafür, daß in diesen Legierungen kein Gleichgewichtszustand erreicht ist, sondern daß sie inhomogen sind. Und zwar ergab es sich dann bei der genauen Bestimmung der Löslichkeitsgrenze, daß der mittleren Gitterkonstante nach (Tafel 1) der Zustand dieser Legierungen etwa dem Gleichgewichtszustand bei 500° entspricht[2].

[1] A. E. van Arkel und J. Basart: Z. Kristallogr. Bd. 68, S. 475 bis 476. 1928.

[2] Vgl. G. Tammann und W. Oelsen: Z. anorg. Chem. Bd. 186, S. 257 bis 288. 1930.

Andererseits erwies sich eine Legierung mit 10,2 Atom-% Cu, die von 770 auf 300° gebracht und bei dieser Temperatur 29 St. gehalten wurde, nach der Schärfe der Interferenzen und gemäß Tafel 1 nach der Gitterkonstante als durchaus im Gleichgewichtszustand befindlich. Langsame Temperaturänderungen sind danach für die Gleichgewichtseinstellung bei einer verhältnismäßig niedrigen Temperatur ungünstig. Bei schneller Abkühlung auf die Temperatur des erwünschten Gleichgewichts kommt man dagegen bei Temperaturen bis 300° herunter verhältnismäßig schnell zum Ziel.

Der Gleichgewichtszustand wird noch wesentlich schneller erreicht, wenn die Legierungen von hohen Temperaturen abgeschreckt und dann auf die betreffende Temperatur entsprechende Zeit angelassen werden. Danach muß natürlich, um den Zustand festzuhalten, wieder abgeschreckt werden. Die Gleichgewichtseinstellung ist dadurch gewährleistet, daß die Röntgenaufnahmen nur dann mit ausreichender Genauigkeit ausgemessen werden können. Die hierzu erforderliche K_α-Aufspaltung in den Aufnahmen derart behandelter Legierungen (Abb. 4) stellt sich nämlich meist erst später als das Gleichgewicht ein. Durch die Ausscheidung wird das K_α-Dublett zunächst ganz verwaschen und erst nach längerem weiteren Anlassen wird es wieder scharf, ähnlich wie es auch schon bei Aluminiumlegierungen beobachtet worden ist[1]. Bei den silberreichen Kupfer—Silberlegierungen kann die Gleichgewichtseinstellung sogar als völlig gesichert angesehen werden durch die eigentümliche Tatsache, daß mit der Ausscheidung sofort neue Röntgeninterferenzen auftreten, welche ihre Lage, soweit es beurteilt werden kann, nicht mehr ändern. Neben der übersättigten Phase ist also dann nur noch die Gleichgewichtskonzentration existenzfähig. Auf diese Erscheinung wird noch im Zusammenhang mit den Veredelungserscheinungen näher eingegangen werden.

Die Ausmessung einer Anzahl von Legierungen, die von hohen Temperaturen abgeschreckt und auf niedrige Temperaturen ausreichend lange angelassen wurden, ergibt also gemäß Tabelle 1 die Gitterkonstanten der betreffenden Grenzkonzentrationen. Die Feststellung der dazugehörigen Zusammensetzung erfolgt dann nach Abb. 5 mit Hilfe der aus Abb. 2 entnommenen Kurve der Gitterkonstanten übersättigter Mischkristalle. In Tab. 2 sind diese Werte noch einmal zusammengestellt.

Hierbei konnte die Gleichgewichtskonzentration bis 200° herab auf etwa 0,2 Atom-% Cu genau festgelegt werden. Bei 150° waren die Interferenzen in den Röntgenaufnahmen nach 40tägigem Anlassen noch so verwaschen, daß sie nicht ausgemessen werden konnten.

4. Abb. 6 bringt als Ergebnis dieser Ausmessungen die Grenzkurve der Löslichkeit von Kupfer in Silber. Das röntgenographische Verfahren ergibt danach gegenüber den bisher vorliegenden Bestim-

[1] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Metallwirtsch. Bd. 8, S. 671 bis 680. 1929.

Digitized by Google

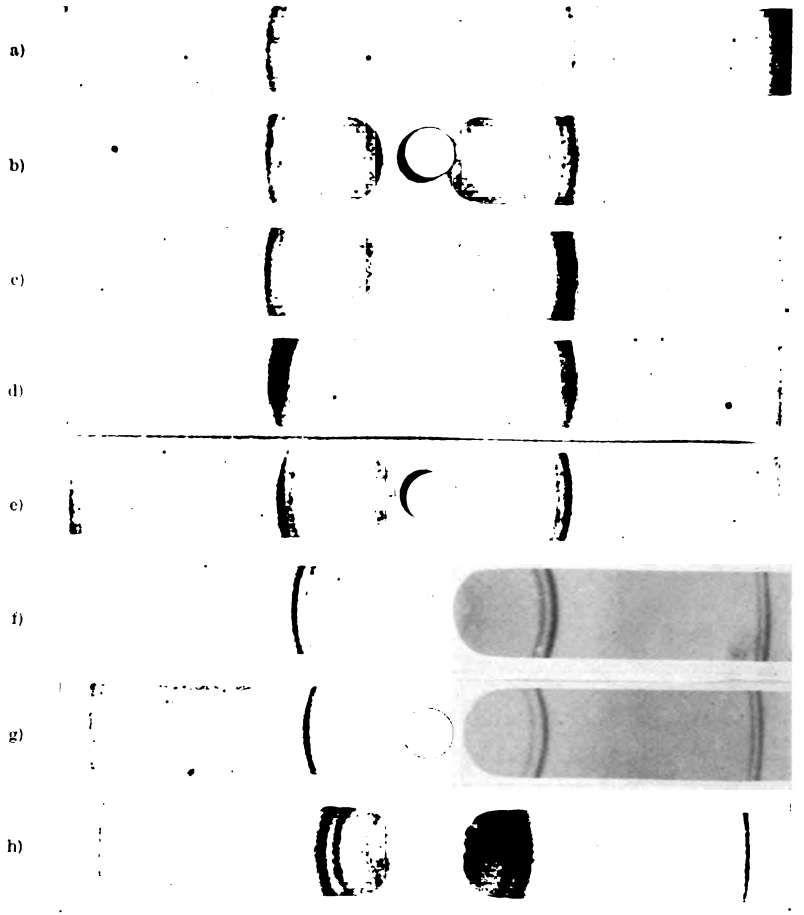


Abb. 4. Präzisionsaufnahmen von Cu-Ag-Legierungen, nach dem Abschrecken von 780 bis 800° und längerem Anlassen auf verschiedene Temperaturen.

a) 10,2 At.-% Cu. 800° abgeschreckt. 200°, 160 St. angelassen.
b) 10,2 „ 800° „ 250°, 110 „ „
c) 10,2 „ 800° „ 300°, 3 „ „
d) 10,2 „ 800° „ 400°, 5 „ „
e) 10,2 „ 800° „ 500°, 5 „ „
f) 17 3 „ 770° „ 600°, 5 „ „
g) 12,1 „ 780° „ 700°, 5 „ „
h) 17,3 „ 770° „ 750°, 5 „ „

Tabelle 1. Gitterkonstanten von verschieden behandelten Kupfer—Silberlegierungen.

Zusammensetzung		Behandlung		Gitterkonstante		Bemerkungen
At.-% Cu	Gew.-% Cu	Abgeschreckt von	Geglüht bei	Einzelwerte Å	Mittelwert Å	
0	0	0	—	—	$4{,}077_7$	
3,9	2,3	780° 2 St.	—	$4{,}063_4$	$4{,}063_3$	
		770° 6 „	—	$4{,}063_2$		
7,0	4,25	780° 2 „	—	$4{,}052_5$	$4{,}052_3$	
		770° 6 „	—	$4{,}052_1$		
10,2	6,3	800° 42 „	—	$4{,}039_2$	$4{,}039_4$	
		780° 2 „	—	$4{,}039_9$		
		770° 6 „	—	$4{,}039_0$		
12,1	7,5	780° 140 „	—	$4{,}030_4$	$4{,}031_4$	
		780° 2 „	—	$4{,}032_1$		
		770° 6 „	—	$4{,}031_8$		
17,3	11,0	770° 6 „	—	—	$4{,}028_8$	
7,0	4,25	—	600° 48 St.	—	$4{,}068_1$	Verbreiterte Interferenzen
10,2	6,3	—	500° 24 „ 400° 48 „ langsam im	—	$4{,}067_7$	
12,1	7,5	—	Ofen erkaltet	—	$4{,}067_3$	
10,2	6,3	—	800° 1 St. 300° 29 „	—	$4{,}074_5$	
10,2	6,3	780° 1 St.	150° 1000 St.	—	—	Ganz verwaschene Interferenzen
10,2	6,3	800° 2 „	200° 160 „	—	$4{,}075_7$	
10,2	6,3	800° 42 „	250° 10 „	$4{,}075_4$	$4{,}075_1$	
10,2	6,3	800° 42 „	250° 110 „	$4{,}075_0$		
12,1	7,5	780° 2 „	250° 5 „	$4{,}075_0$		
10,2	6,3	800° 1 „	300° 3 „	—	$4{,}074_1$	
10,2	6,3	800° 1 „	400° 5 „	—	$4{,}073_7$	
10,2	6,3	800° 1 „	500° 5 „	—	$4{,}067_5$	
10,2	6,3	800° 1 „	600° 5 „	$4{,}058_7$	$4{,}058_4$	
17,3	11,0	770° 1 „	600° 5 „	$4{,}058_1$		
12,1	7,5	780° 1 „	700° 5 „	—	$4{,}045_4$	
17,3	11,0	770° 1 „	750° 5 „	—	$4{,}032_5$	

Digitized by Google

mungen[1] eine wesentliche Verschiebung der Grenzen fast über den ganzen Temperaturbereich nach niedrigeren Konzentrationen hin.

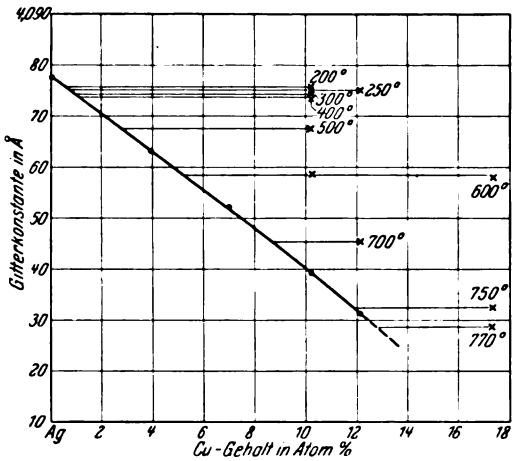


Abb. 5. Gitterkonstanten bei verschiedenen Temperaturen angelassener Cu-Ag-Legierungen.

Tabelle 2. Löslichkeit von Kupfer in Silber bei verschiedenen Temperaturen.

Temperatur °C	Gitterkonstante Å	Kupfergehalt At.-%	Bemerkungen
(0)	—	(0,2)	Extrapoliert
(100)	—	(0,3)	
200	$4{,}075_7$	0,5	
250	$4{,}075_1$	0,7	
300	$4{,}074_1$	1,0	
400	$4{,}073_7$	1,2	
500	$4{,}067_5$	2,8	
600	$4{,}058_4$	5,2	
700	$4{,}045_4$	8,6	
750	$4{,}032_5$	11,8	
770	$4{,}028_8$	12,7	
(779)	—	(14,0)	Extrapoliert

Die Löslichkeit verringert sich bei 300° von etwa 3 Atom-% (2 Gew.-%) auf 1,0 Atom-% (0,7 Gew.-%), bei 600° von 8 Atom-% (5 Gew.-%) auf 4,8 Atom-% (2,8 Gew.-%). Erst bei der eutektischen Temperatur

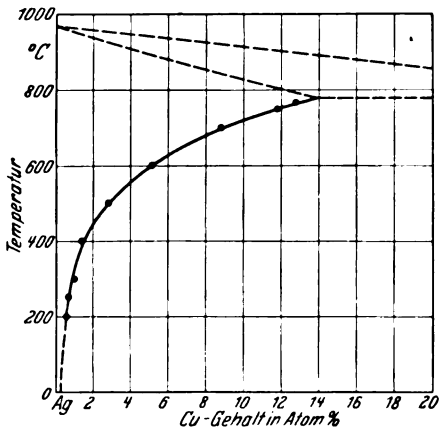


Abb. 6. Löslichkeit von Kupfer in Silber.

ist dann mit etwa 14,0 Atom-% (9 Gew.-%) Übereinstimmung vorhanden. Die Extrapolation nach niedrigen Temperaturen ergibt eine Löslichkeit von 0,3 Atom-% Cu (0,2 Gew.-%) bei 100° und 0,2 Atom-% Cu (0,1 Gew.-% bei 0°.

Hierbei ist von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß im vorliegenden Falle die Logarithmen der festgestellten Grenzkonzentrationen mit den Temperaturen praktisch in einer linearen Beziehung stehen. Dagegen weicht der Zusammenhang mit dem reziproken Wert der Temperatur erheblich von einem geradlinigen ab, was nach Tammann und Oelsen[1] auf eine Beeinflussung durch die veränderliche Konzentration des sich ausscheidenden Kupfermischkristalls zurückzuführen ist.

5. Es bedarf noch einer Erörterung, wieweit das Ergebnis der Röntgenuntersuchung wirklich als zuverlässiger ausgesprochen werden kann als das durch andere Verfahren gewonnene Ergebnis.

Daß das Röntgenverfahren in streng vergleichbaren Fällen durchaus zum gleichen Ergebnis führt wie andere Verfahren, zeigen zunächst die oben erwähnten Versuche an den langsam erkalteten Legierungen (Tafel 1 und Abb. 3). Nach Abb. 5 entspricht der Zustand dieser Legierungen dem Gleichgewicht bei etwa 500°, gemäß einem Kupfergehalt von 2,5 bis 3 Atom-%. Auf den gleichen Kupfergehalt führen auch Messungen des elektrischen Widerstandes langsam erkalteter Legierungen. Ihr Widerstandswert ist nach Abb. 7 ungefähr der einer Legierung mit 2,5 Atom-% Cu im homogenen Zustand.

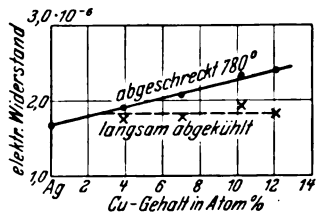


Abb. 7. Elektrischer Widerstand von silberreichen Cu-Ag-Legierungen.

In den Fällen einer fehlenden Übereinstimmung verdient nach den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit unseres Erachtens der Röntgenbefund den Vorzug. Das Röntgenbild allein erfaßt wirklich den jeweils vorhandenen Zustand und gibt außerdem einen gewissen Anhalt dafür, ob wirklich das Gleichgewicht erreicht ist oder nicht. Ferner gestattet es, bei niedrigen Temperaturen mit einer erheblichen Übersättigung zu arbeiten, während nach allen anderen Verfahren möglichst dicht an die Grenzkonzentration herangegangen werden muß. Und da die Ausscheidungsgeschwindigkeit mit dem Grade der Übersättigung stark ansteigt, ist die Einstellung des Gleichgewichtszustandes bei großer Übersättigung bis zu wesentlich tieferen Temperaturen erreichbar als bei kleinen. Diese Betrachtung erklärt die Überlegenheit des Röntgenverfahrens im vorliegenden Falle.

Die Anwendungsmöglichkeit auf andere Fälle muß noch im einzelnen geklärt werden. Die Untersuchung der Kupferseite im System Kupfer—Silber ergab z. B. zunächst die Schwierigkeit, daß kupferreiche Legierungen mit der zur Verfügung stehenden Röntgenstrahlung nicht die zur Erzielung hoher Genauigkeit notwendigen Interferenzen mit Glanzwinkeln zwischen 80 und 90° liefern. Eine ähnlich hohe Genauigkeit wie bei den silberreichen Legierungen wurde jedoch in einfacher Weise dadurch erreicht, daß in Stäbchen der Legierungen von 5 mm Durchmesser ein Silberbolzen

[1] Vg. M. Hansen: Z. Metallkunde Bd. 21, S. 181 bis 184. 1929; Z. anorg. Chem. Bd. 186, S. 41 bis 48. 1930.

[1] G. Tammann und W. Oelsen, a. a. O.

Digitized by Google

von rund 3,5 mm Durchmesser quer eingesetzt und das Stäbchen wieder genau zylindrisch abgedreht wurde. Mit Hilfe der äußersten Silberlinie läßt sich dann an Hand der gut bekannten Gitterkonstante des Silbers die Gitterkonstante der Legierung berechnen. Damit ist es möglich, das verwendete Präzisionsverfahren auf Legierungen nichtregulären Gitterbaues auszudehnen. Das Ergebnis der Untersuchung über die Löslichkeit von Silber in Kupfer wird im Zusammenhang mit Veredelungsversuchen später gebracht werden.

Herrn Dr. J. Weerts danken wir für die Unterstützung bei der Herstellung und Auswertung der Röntgenaufnahmen. Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft verdanken wir die Mittel zur Durchführung dieser Versuche.

Die Härte silberreicher Kupfer-Silberlegierungen.

Bestimmung der Löslichkeit von Kupfer in Silber mit Hilfe von Härtemessungen.

Von **M. Hansen**[1].

Kurnakow, Puschin und Senkowski[2] haben die Bestimmung der Brinellhärte mit Erfolg zur Ermittlung der Mischkristallgebiete im System Kupfer-Silber angewendet. Ihr Ergebnis, soweit es für die silberreichen Legierungen von Bedeutung ist, zeigt Abb. 1. Die Härtekurve erfährt eine deutliche Richtungsänderung bei etwa 6% Cu[3]. Im heterogenen Gebiet ist die Härte nur sehr wenig von der Zusammensetzung abhängig; sie ändert sich zwischen den Konzentrationen der gesättigten silber- und kupferreichen Mischkristalle innerhalb der Fehlergrenzen linear.

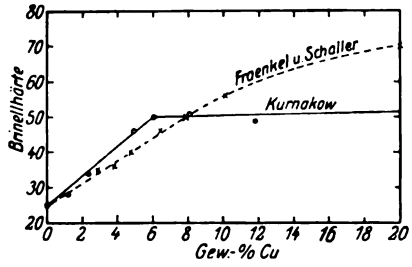


Abb. 1. Härte von Kupfer-Silberlegierungen nach Kurnakow, Puschin und Senkowski (30 Std. bei 650 bis 700° geglüht) und Fraenkel und Schaller[4]. (1 Std. bei 725° geglüht und abgeschreckt)

Es erschien interessant zu erfahren, ob der Knick in der Härtekurve nach dem Abschrecken bei verschiedenen Temperaturen (d. h. bei eindeutig definierter Wärmebehandlung) wenigstens annähernd der Sättigungskonzentration des Mischkristalles bei der betreffenden Abschrecktemperatur entspricht, inwieweit also Härtemessungen zur Bestimmung von Löslichkeitskurven herangezogen werden können, und in welchem Grade eine auf diesem Wege gewonnene Kurve mit der durch mikrographische Analyse gefundenen Löslichkeitskurve (Abb. 2), über deren Bestimmung an anderer Stelle[5] berichtet wurde, übereinstimmt.

Die Legierungen, die in dankenswerter Weise von der Deutschen Gold- und Silberscheideanstalt, vorm. Roessler, Zweigniederlassung Pforzheim, zur Verfügung gestellt waren, wurden unter Verwendung von reinstem Silber und Elektrolytkupfer in Graphittiegeln unter einer Holzkohledecke erschmolzen und zu Vierkantstäben mit abgestumpften Ecken und einer quadratischen Schnittfläche von 17 mm Kantenlänge vergossen. Die Stäbe wurden zu 10 mm-Vierkantdrähten gewalzt und darauf geglüht (Anlieferungszustand). Für die Härteprüfungen kamen Abschnitte von 10 mm Länge zur Verwendung.

Das Glühen wurde in elektrischen Röhrenöfen unter Durchleitung eines kräftigen Kohlensäurestromes ausgeführt. Eine Oberflächenoxydation ließ sich dabei nicht verhindern, doch erfolgte die Härteprüfung auf einer Fläche, die mindestens 2 mm unterhalb der Oberfläche lag. Bei den langen Glühungen wurde eine Temperaturkonstanz von wenigstens $\pm 5°$ durch Anwendung eines Temperaturreglers gewährleistet. Das Abschrecken geschah durch möglichst schnelles Herausziehen der Proben aus dem Ofen und Eintauchen in Wasser.

Im Hinblick auf einen besseren Vergleich der Ergebnisse lag es nahe, die Härtemessungen an denselben Proben, mit deren Hilfe die in Abb. 2 wiedergegebene Löslichkeitskurve gefunden wurde[1], auszuführen. Diese Legierungen waren durch 20stündiges Glühen bei 750° homogenisiert und darauf auf 700° bzw. 650, 600, 500 und 400° abgekühlt und abgeschreckt. Außerdem wurde zur Kontrolle die Härte von Legierungen gemessen, die durch direktes Glühen bei 700, 600, 500 und 400° in den Gleichgewichtszustand gebracht waren (Wärmebehandlung vgl. Tabelle 1).

Die Brinellhärte wurde mit einer 5 mm-Kugel bei einem Druck von 62,5 kg und einer Belastungsdauer von 30 Sekunden gemessen[2]. Die in Tabelle 1 zusammengestellten Härtezahlen sind das Mittel aus zwei Bestimmungen[3].

---

[1] Original: Z. anorg. allg. Chem. Bd. 186, S. 41 bis 48. 1930.

[2] N. Kurnakow, N. Puschin und N. Senkowski: Z. anorg. Chem. Bd. 68, S. 123 bis 140. 1910.

[3] Diesem Wert kommt allerdings eine quantitative Bedeutung nicht zu, da die Legierungen nach 30stündigem Glühen bei 650 bis 700° offenbar verhältnismäßig langsam abgekühlt wurden, so daß — nach unserer heutigen Kenntnis — eine nachträgliche, je nach der Abkühlungsgeschwindigkeit mehr oder weniger starke Entmischung eintreten konnte.

[4] W. Fraenkel und P. Schaller: Z. Metallkunde Bd. 21, S. 237 bis 243. 1928.

[5] M. Hansen: Z. Metallkunde Bd. 21, S. 181 bis 184. 1929.

[1] M. Hansen: a. a. O.

[2] Dem Institut ist von der Firma Losenhausenwerk, Düsseldorf, freundlicherweise eine 3000-kg-Kugeldruckprüfmaschine mit einem $^1/_{10}$-Laufgewicht zur Verfügung gestellt. Die Messungen wurden von Frl. I. Gabrich, Metallographin, und Herrn E. Czediwoda (Ingenieur-Nothilfe) ausgeführt.

[3] Nur in wenigen Fällen war der Unterschied der beiden Härtewerte größer als 0,5 kg/mm².

Digitized by Google

Tabelle 1. Brinellhärte von Kupfer-Silberlegierungen.

Wärmebehandlung	Brinellhärte H 5/62,5/30 der Legierung mit											
	0,68% Cu	1,32% Cu	1,94% Cu	2,55% Cu	3,63% Cu	4,57% Cu	5,51% Cu	6,16% Cu	7,38% Cu	8,48% Cu	9,55% Cu	10,22% Cu
Anlieferungszustand	32,4	35,1	36,1	38,9	41,8	48,0	51,6	55,8	66,2	68,4	69,1	72,4
25 St. bei 750 ± 2° geglüht und abgeschreckt	—	—	—	31,9	34,2	38,9	—	44,2	46,8	52,0	54,1	54,5
20 St. bei 750 ± 5° geglüht, auf 700° abgekühlt, 2 St. konstant gehalten und abgeschreckt	—	—	—	33,8	35,6	39,4	41,7	43,0	44,9	45,2	47,1	45,8
20 St. bei 750 ± 5° geglüht, auf 650° abgekühlt, 1 St. konstant gehalten und abgeschreckt	—	—	—	31,9	35,8	38,9	42,8	44,2	44,2	42,3	47,0	43,1
20 St. bei 750 ± 5° geglüht, auf 600° abgekühlt, 2 St. konstant gehalten und abgeschreckt	—	—	—	32,0	35,6	41,9	41,9	44,7[1]	47,9	43,5	42,6	43,3
20 St. bei 750 ± 5° geglüht, auf 500° abgekühlt, 27 St. konstant gehalten und abgeschreckt	—	—	—	32,4	39,5	41,9	44,3	43,6	41,9	44,9	45,4	44,9
2 St. bei 750° geglüht, innerhalb 1 Tag auf 400° abgekühlt, 1 Tag konstant gehalten und abgeschreckt	26,0	27,3	28,8	38,3	46,5	50,6	—	—	—	—	—	—
Nach dem Abschrecken bei 700° bzw. 750° 28 St. bei 400° angelassen . .	27,1	27,6	29,6	—	49,4	55,3	60,1	—	—	—	—	—
5 St. bei 700° geglüht und abgeschreckt	28,0	28,9	30,8	32,4	36,1[1]	38,0	40,1[1]	45,1	47,4	48,5	48,8	52,6
24 St. bei 600° geglüht und abgeschreckt	27,9	28,8	30,6	33,0	36,0	40,8	43,3	45,4	47,3	49,3	50,9	53,0
48 St. bei 500° geglüht und abgeschreckt	28,8	30,1	32,9	38,0	41,4	44,0	46,9	49,4	51,8	54,4	55,0	57,8
72 St. bei 400° geglüht und abgeschreckt	31,9	34,7	38,6	45,2	50,7	54,7	55,6	58,7	61,4	66,8	65,4	67,7

[1] Nur ein Härtewert.

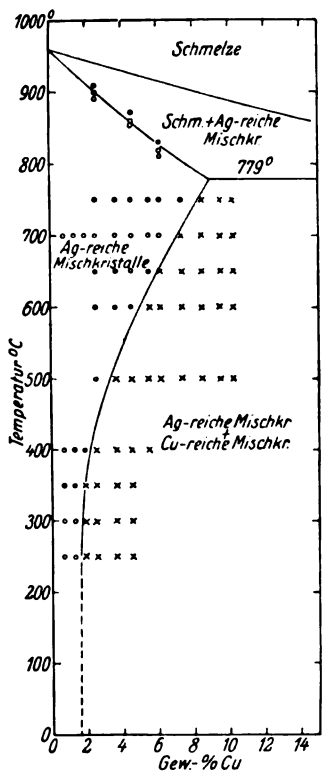


Abb. 2. Zustandsschaubild der silberreichen Kupfer-Silberlegierungen nach eigenen Untersuchungen.

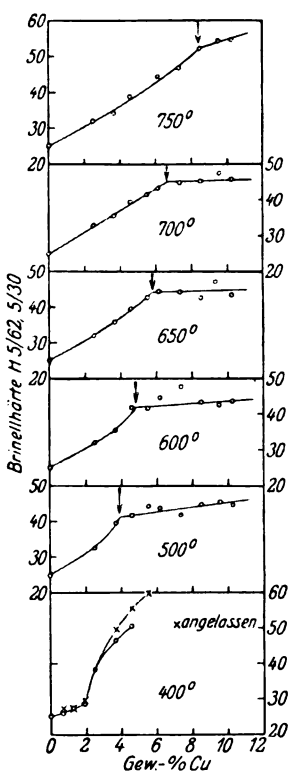


Abb. 3. Härte von Kupfer-Silberlegierungen nach 20 stündigem Glühen bei 750 ± 5° und nachfolgendem Abkühlen auf die angegebene Abschrecktemperatur. (Wärmebehandlung vgl. Tabelle 1.)

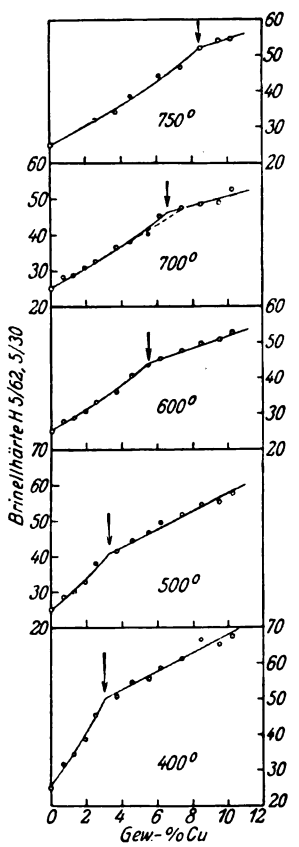


Abb. 4. Härte von Kupfer-Silberlegierungen nach dem Glühen und Abschrecken bei den angegebenen Temperaturen. (Wärmebehandlung vgl. Tabelle 1.)

Aus Abb. 3 geht hervor, daß die Härtekonzentrationskurven der von 750° auf die betreffende Abschrecktemperatur abgekühlten Legierungen eine sehr starke Richtungsänderung aufweisen. Die den Knickpunkten entsprechende Zusammensetzung verschiebt sich mit fallender Abschrecktemperatur deutlich zu kupferärmeren Konzentrationen und beträgt bei 700 bzw. 650, 600 und 500° etwa 6,6 bzw. 5,8%, 4,8 und 3,7% Cu. Dem

Digitized by Google

mit geringerer Neigung zur Konzentrationsachse verlaufenden Teil der Härtekurve von 750° liegen Härtebestimmungen von nur 2 Legierungen zugrunde, doch dürfte auch hier der Knickpunkt eindeutig festliegen (etwa 8,4% Cu). Die relativ hohe Härte der von 750 auf 400° erkalteten und besonders der bei 400° (nach vorherigem Abschrecken bei hohen Temperaturen) angelassenen Legierungen mit mehr als 2% Cu deutet auf eine thermische Härtung (Vergütung) dieser Legierungen hin. Die Sättigungskonzentration bei 400° wird nach den beiden Kurven mit etwa 2% Cu anzunehmen sein. Vergleicht man die Konzentrationen der Knickpunkte auf den Härtekurven mit den durch mikroskopische Untersuchung derselben Probestücke bestimmten Sättigungskonzentrationen der silberreichen Mischkristalle, so stellt man eine gute Übereinstimmung fest. Die größte Abweichung beträgt, wie aus Abb. 5 hervorgeht, höchstens 0,5% Cu (bei 700°).

In Abb. 4 sind die Härtekurven der Legierungen wiedergegeben, die längere Zeit bei der Abschrecktemperatur geglüht wurden[1]. Diese Kurven zeigen gegenüber den in Abb. 3 dargestellten eine bedeutend schwächere Richtungsänderung, da der den heterogenen Legierungen entsprechende Kurventeil stärker gegen die Konzentrationsachse geneigt ist. An die Genauigkeit der Härtemessungen werden hier also größere Anforderungen gestellt. Die Knickpunkte sind jedoch auch in diesem Falle sicher zu ermitteln[2], zumal die Härtewerte der heterogenen Legierungen weniger streuen als bei den Kurven der Abb. 3. Die Zusammensetzungen der Knickpunkte sind bei 700, 600, 500 und 400° 6,6 bis 7,4%[3] bzw. 5,5, 3,2 und etwa 3%. Die Übereinstimmung mit den mikroskopisch bestimmten Sättigungskonzentrationen ist mit Ausnahme des für 400° geltenden Wertes wiederum gut (vgl. Abb. 5).

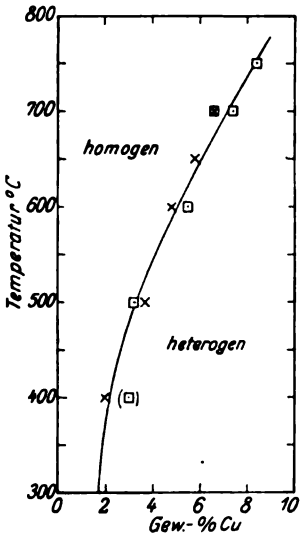


Abb. 5. Die Konzentrationen der Knickpunkte auf den Härte-Konzentrationskurven im Vergleich zu der mikroskopisch bestimmten Löslichkeitskurve.
× Knickpunkte aus Abb. 3;
⊡ Knickpunkte aus Abb. 4.

Vergleicht man die Härtewerte der Abb. 3 und 4, so zeigt sich 1. daß die Härten der bei verschiedenen Temperaturen abgeschreckten homogenen Legierungen — wie zu erwarten — praktisch gleich sind[3]; 2. daß die Härten der bei gleichen Temperaturen abgeschreckten heterogenen Legierungen in Abb. 3 durchweg kleiner sind als in Abb. 4. Die Ursache der Härteunterschiede der heterogenen Legierungen ist in der verschiedenen Gefügeausbildung dieser Legierungen infolge der verschiedenen Wärmebehandlung zu erblicken. Während der kupferreiche Mischkristall in den Legierungen, die nach dem Glühen bei 750° auf eine Temperatur innerhalb des heterogenen Gebietes abgekühlt worden sind, als feinkörnige Ausscheidung (teils in lamellarer Form) innerhalb der silberreichen Mischkristalle vorliegt (Abb. 6), ist er in den Legierungen, die längere Zeit bei der Abschrecktemperatur geglüht wurden, in Form größerer Kristalle an den Grenzen der silberreichen Mischkristallkörner eingelagert (Abb. 7[1]). Ein der Abb. 6 entsprechendes Gefüge einer Legierung zeichnet sich durch eine geringere

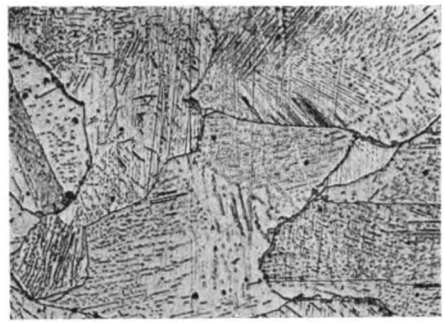


Abb. 6. Ag-Cu-Legierung mit 7,38% Cu. 20 Stdn. bei 750 ± 5° geglüht, auf 700° abgekühlt, 2 Stdn. konstant gehalten und abgeschreckt. $v=200$.

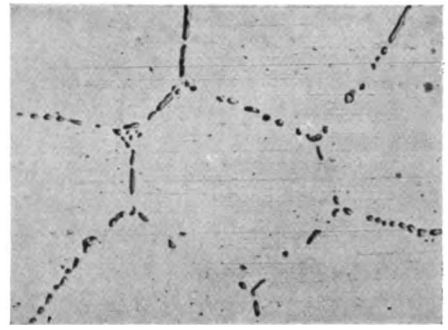


Abb. 7. Ag-Cu-Legierung mit 9,55% Cu. 25 Stdn. bei 750 ± 2° geglüht und abgeschreckt. $v=200$.

[1] Die für die Abschrecktemperatur 750° geltende Härtekurve ist in den Abb. 3 und 4 die gleiche.

[2] Bei der für 700° geltenden Kurve ist die Bestimmung des Knickpunktes, wie angedeutet, mit einiger Unsicherheit behaftet; der Unterschied in der Zusammensetzung beträgt etwa 0,8% Cu.

[3] Ausgenommen sind die Härten der bei 500° (48 St.) und 400° (72 St.) geglühten Legierungen der Abb. 4, die sich wegen nicht ausreichender Glühdauer noch nicht im Gleichgewicht befinden. Wie aus Abb. 8 hervorgeht, wird die Härte der Legierungen im Anlieferungszustand (—○—) durch Glühen bei 600°, 700° und 750° um praktisch gleichviel erniedrigt; diese Legierungen befinden sich also im Gleichgewicht. Die Härten der bei 500° geglühten homogenen Legierungen liegen zwar auch unterhalb der Härtekurve der angelieferten Proben, die Härte des Gleichgewichtszustandes ist jedoch noch nicht ganz erreicht. Die bei 400° geglühten Legierungen erfahren im Bereich von 2 bis 6% Cu sogar eine Härtesteigerung gegenüber dem Anlieferungszustand, ein Beweis für eine Vergütung dieser Legierungen. Dem Knickpunkt der 400°-Kurve kommt daher keine Bedeutung zu. Ebenfalls ohne Bedeutung ist der Knickpunkt auf der Härtekurve der angelieferten Legierungen; die Legierungen zeigten mehr oder weniger starke Inhomogenität, die noch von der Gußstruktur herrührt.

[1] Legierungen, die auch bei 750° innerhalb des heterogenen Gebietes liegen und nach dem Glühen bei dieser Temperatur auf eine tiefere Temperatur abgekühlt wurden, enthalten den kupferreichen Mischkristall sowohl in Form größerer Kristalle an den Korngrenzen wie als feinkörnige Ausscheidung im Innern der Kristalle.

Digitized by Google

Härte aus als ein der Abb. 7 entsprechendes, obgleich sich die Legierung in beiden Fällen im (physikalisch-chemischen) Gleichgewicht befindet. Für die Bestimmung der Knickpunkte der Härtekurven sollte sich die Wärmebehandlung, die zu dem in Abb. 6 wiedergegebenen Gefüge führt, als günstiger erweisen, da sie eine geringere

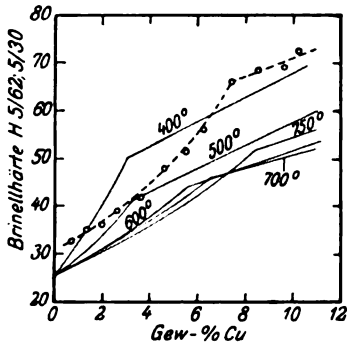


Abb. 8. Die Härte der bei 400 bis 750° geglühten Legierungen gegenüber der Härte des Anlieferungszustandes.

Härte der heterogenen Legierungen und damit eine größere Richtungsänderung der Kurven zur Folge hat. Dieser Vorteil wird jedoch im vorliegenden Falle durch die größere Streuung der Härtewerte in Abb. 3 gegenüber Abb. 4 zunichte gemacht.

Zusammenfassend ist über die vorliegende Untersuchung zu sagen, daß die Härtebestimmung hinreichend lange geglühter und abgeschreckter Legierungen zu einer Löslichkeitskurve führt, die an Genauigkeit etwa einer mit Hilfe von Leitfähigkeitsmessungen abgeschreckter Legierungen bestimmten Löslichkeitskurve gleichkommt. Beide Verfahren entsprechen einander ja vollkommen. Die Sicherheit der auf mikroskopischem Wege gewonnenen Kurve wird jedoch nicht ganz erreicht. Weitere Untersuchungen werden zeigen müssen, ob das Verfahren auch bei anderen Systemen (mit intermediären Kristallarten) herangezogen werden kann. Es darf jedoch nicht vergessen werden, daß die absolute Härte der Kristallart, als die die Zusatzkomponente vorliegt, maßgebend für die Richtungsänderung der Härtekonzentrationskurven und damit für die Sicherheit der Bestimmung des Knickpunktes sein wird. Bei den Silber-Kupferlegierungen liegen die Verhältnisse besonders günstig, da nach den Messungen von Kurnakow und seinen Mitarbeitern die Härte des kupferreichen Mischkristalls nur wenig größer als die des silberreichen Mischkristalls ist.

Arsen im Flußstahl.

Von **O. Bauer**[1].

1. Allgemeines.

Zahlreiche Eisenerze enthalten kleine Mengen von Arsen, fast stets findet es sich auch in den ihres hohen Eisengehaltes wegen gern verhütteten Kiesabbränden.

Beim reduzierenden Schmelzen im Hochofen wird der größte Teil des Arsens vom Eisen aufgenommen, es begleitet dieses durch alle Stadien der Weiterverarbeitung bis zum schmiedbaren Eisen und Stahl.

Man findet daher in den meisten technischen Eisen- und Flußstahlsorten mehr oder weniger hohe Arsengehalte.

Im Staatlichen Materialprüfungsamt zu Berlin-Dahlem ausgeführte Analysen englischer, amerikanischer und deutscher Flußstahlbleche ergaben Arsengehalte, die zwischen 0,02 und 0,095% As schwankten. Insgesamt wurden etwa 300 verschiedene Bleche untersucht, keines der Bleche war arsenfrei, bei der überwiegenden Mehrzahl lagen die Arsengehalte zwischen 0,035 und 0,05%.

Mit diesen Gehalten wird man in der Praxis im allgemeinen zu rechnen haben, wesentlich höhere Gehalte scheinen nur ausnahmsweise vorzukommen.

Über das Verhalten des Arsens im Eisen ist nur sehr wenig bekannt. Friedrich[2] sowie Oberhoffer und Gallaschik[3] haben das System Arsen-Eisen bis zu 40% As thermisch untersucht (siehe Abb. 1).

Hiernach beträgt das Lösungsvermögen des Eisens für Arsen bei der eutektischen Temperatur von 827° etwa 6,8%. Ob sich das Lösungsvermögen mit fallender Temperatur wesentlich ändert, wurde nicht ermittelt, bekannt ist lediglich, daß so kleine Gehalte an Arsen,

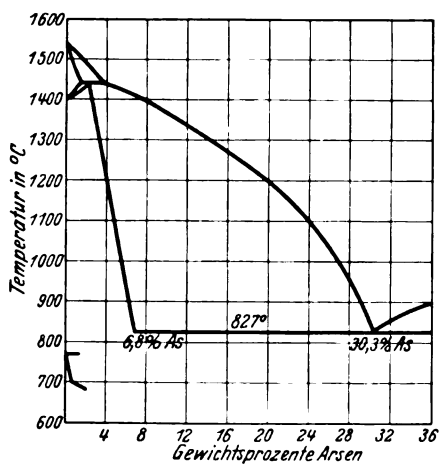


Abb. 1. Zustandsschaubild As—Fe nach Oberhoffer und Gallaschik.

wie sie im technischen Eisen vorkommen (bis etwa 0,1% As), auch noch bei Zimmerwärme von Eisen in fester Lösung (als Mischkristall) aufgenommen werden.

Über den Einfluß kleiner Mengen von Arsen auf die Festigkeitseigenschaften, auf das Verhalten bei höheren Temperaturen, auf die Empfindlichkeit gegenüber Kaltreckung oder Stauchung ist noch so gut wie gar nichts bekannt.

Im Hinblick auf die ständig wachsenden Ansprüche, die die Technik an den Flußstahl, namentlich auch be-

[1] Original: Mitt. Vereinigung der Großkesselbesitzer Nr. 23, S. 3, 10. Sept. 1929.

[2] K. Friedrich: „Eisen und Arsen", Metallurgie IV, S. 129. 1907.

[3] P. Oberhoffer: „Das technische Eisen". Julius Springer, Berlin, 2. Aufl. 1925, S. 100.

Digitized by Google

züglich seiner Verwendung als Kesselbaustoff (Kesselblech) stellt, erschien es dringend erwünscht, festzustellen, ob und inwieweit Gehalte bis etwa 0,1% As die Eigenschaften des handelsüblichen, kohlenstoffarmen Flußstahles schädlich beeinflussen.

2. Probenmaterial.

Zur Untersuchung gelangten 12 Flußstahlbleche von 10 bzw. 12 mm Blechstärke, die auf meine Anregung hin von der Firma Krupp in Essen eigens für die Untersuchungen hergestellt waren[1]. Die chemische Unter-

Tabelle 1.
Chemische Zusammensetzung der zu den Untersuchungen verwendeten Kesselbleche.

Bezeichnung der Reihe	Nr. der Reihe	Kohlenstoff %	Silizium %	Mangan %	Arsen %	Phosphor %	Schwefel %	Bemerkungen
I	1	0,06	Spur	0,38	0,049	0,015	0,033	Außerdem enthielten sämtliche Bleche noch kleine Mengen von Kupfer, Chrom, Nickel u. Kobalt als Verunreinigungen
	2	0,06	„	0,38	0,071	0,016	0,037	
	3	0,06	„	0,38	0,087	0,016	0,039	
II	1	0,06	Spur	0,38	0,036	0,022	0,110	
	2	0,07	„	0,41	0,074	0,014	0,130	
	3	0,09	„	0,41	0,112	0,014	0,140	
III	1	0,06	Spur	0,38	0,040	0,031	0,100	
	2	0,05	„	0,37	0,063	0,057	0,110	
	3	0,06	„	0,36	0,075	0,077	0,094	
IV	1	0,06	Spur	0,39	0,045	0,085	0,043	
	2	0,06	„	0,38	0,058	0,088	0,039	
	3	0,07	„	0,38	0,110	0,094	0,052	

suchung der aus den Blechen durch Hobeln über den ganzen Querschnitt entnommenen Durchschnittsproben hatte die in Tabelle 1 angegebenen Gehalte ergeben.

In Abb. 2 sind die gefundenen Gehalte an Arsen, Phosphor und Schwefel graphisch aufgetragen.

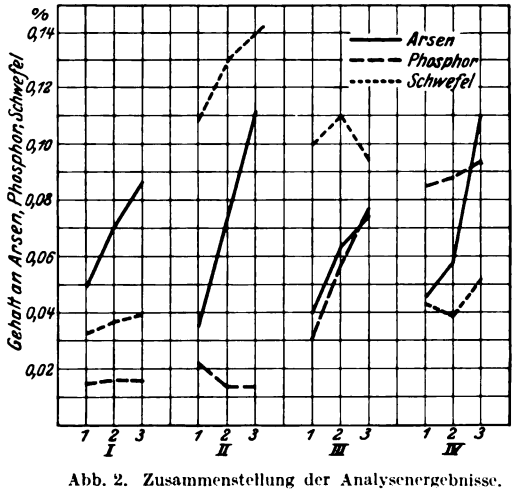


Abb. 2. Zusammenstellung der Analysenergebnisse.

Wie Tabelle 1 und Abb. 2 zeigen, handelt es sich um vier Gruppen zu je drei Blechen:

Gruppe I: steigende Arsengehalte bei gleichbleibenden niedrigen Phosphor- und Schwefelgehalten.

Gruppe II: steigende Arsen- und hohe Schwefelgehalte bei niedrigen Phosphorgehalten.

Gruppe III: steigende Arsen- und Phosphorgehalte bei hohen Schwefelgehalten.

Gruppe IV: steigende Arsengehalte bei hohen Phosphor- und mittleren Schwefelgehalten.

3. Metallographische Untersuchung.

Zur Feststellung etwaiger Zonenbildung infolge Seigerung wurden von sämtlichen Blechen Längs- und Querschliffe entnommen. Die Schliffe wurden mit Kupferammoniumchlorid geätzt.

In Tabelle 2 sind die Ergebnisse der Ätzung zusammengestellt.

Tabelle 2. Ätzung mit Kupferammoniumchlorid.

Blechreihe	Blech Nr.	Chemische Zusammensetzung As %	P %	S %	Ergebnis der Ätzung	Abbildung
I	1	0,049	0,015	0,033	nahezu seigerungsfrei	—
	2	0,071	0,016	0,037	schwache Zonen- u. Schlierenbildung	—
	3	0,087	0,016	0,039	wie bei I_1	—
II	1	0,036	0,022	0,110	schwache Zonen- u. Schlierenbildung	—
	2	0,074	0,014	0,130	wie bei II_1	—
	3	0,112	0,014	0,140	wie bei II_1	3
III	1	0,040	0,031	0,100	schwache Zonen- u. Schlierenbildung	—
	2	0,063	0,057	0,110	deutlich ausgeprägte Zonenbildung	—
	3	0,075	0,077	0,094	starke Zonenbildung	4
IV	1	0,045	0,085	0,043	starke Zonenbildung	—
	2	0,058	0,088	0,039	wie bei IV_1	5
	3	0,110	0,094	0,052	wie bei IV_1	—

Nach Tabelle 2 weisen die Bleche der Reihe I und Reihe II selbst bei hohen Arsen- und hohen Schwefelgehalten nur unerhebliche Zonen- und Schlierenbildung auf; zu beachten ist, daß in diesen beiden Reihen die Phosphorgehalte nur sehr niedrig sind.

In Gruppe III nimmt die Seigerung mit steigendem Phosphorgehalt deutlich zu und in Gruppe IV mit hohen Phosphorgehalten weisen sämtliche Bleche starke Zonenbildung infolge Seigerung auf.

Hiernach wäre zu schließen, daß Arsen im Flußstahl auf eine etwaige Entmischung während der Erstarrung ohne wesentlichen Einfluß ist; der Hauptträger der Entmischung ist der Phosphor.

Das Kleingefüge sämtlicher Bleche zeigte den gleichen Aufbau. Die Ferritkörner waren feinkristallin, die geringen Perlitmengen waren mehr oder weniger zeilenförmig angeordnet, in den Blechen mit hohen Schwefelgehalten traten reichliche Mengen nichtmetallischer Einschlüsse (Schwefeleisen bzw. Schwefelmangan) auf.

Abb. 6 ist in 200facher Vergrößerung aus einem Längsschliff von Blech I_2, Abb. 7 von Blech II_2, Abb. 8 von Blech III_2 und Abb. 9 von Blech IV_1 aufgenommen.

[1] Es sei mir gestattet, auch an dieser Stelle der Firma Krupp in Essen hierfür zu danken.

Digitized by Google

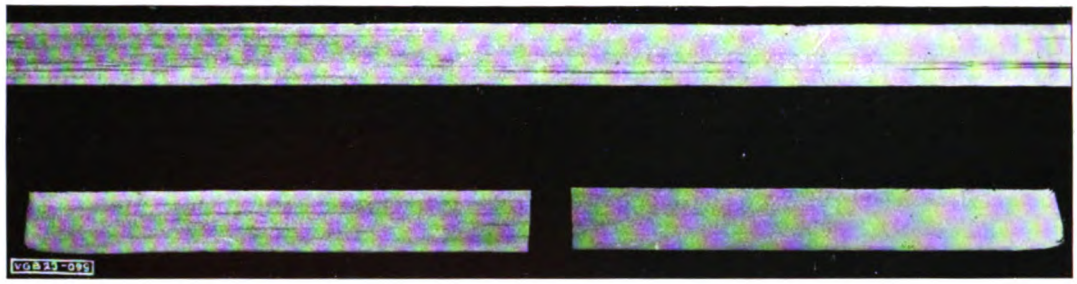


Abb. 3. Ätzung auf Seigerung. Längs- und Querschliffe. Blech 3 der Reihe II.

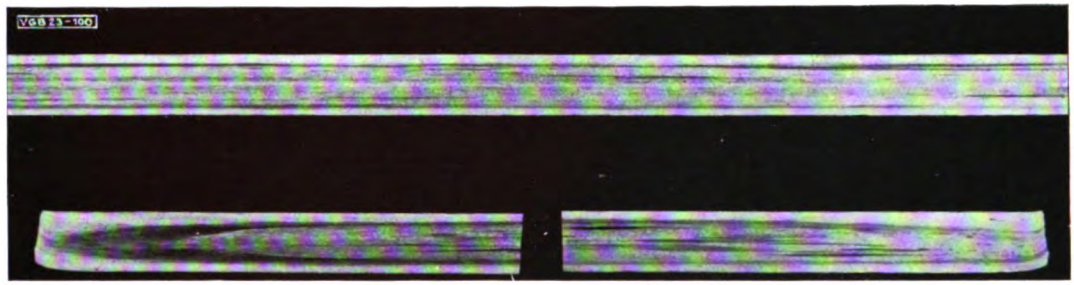


Abb. 4. Ätzung auf Seigerung. Längs- und Querschliffe. Blech 3 der Reihe III.

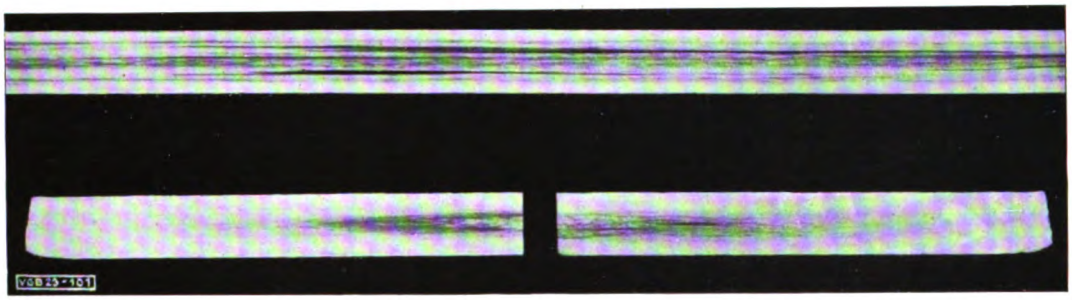


Abb. 5. Ätzung auf Seigerung. Längs- und Querschliffe. Blech 2 der Reihe IV.

4. Haltepunktbestimmungen.

Über die Beeinflussung der Haltepunkte durch Arsen liegen nur einige Angaben von Osmond[1] und von Liedgens[2] vor, die sich obendrein widersprechen. Nach Osmond wird Ar_3 (Beginn der Ferritausscheidung aus der festen Lösung) erhöht, nach Liedgens erniedrigt, von 1,5% As ab soll Ar_3 nach Liedgens bereits nicht mehr nachzuweisen sein. Ar_1 (Perlitpunkt) wird nach Liedgens ebenfalls erniedrigt; zu beachten ist aber, daß obige Angaben sich auf Proben mit 0,3% bis 3,5% Arsen beziehen.

Da die Kenntnis der Haltepunkttemperaturen für die Technik, mit Rücksicht auf die zu wählenden Glühtemperaturen von Wichtigkeit ist, so wurden von jeder Reihe (I bis IV in Tabelle 1) aus je einem Blech mit niedrigstem und höchstem Arsengehalt Proben für Haltepunktsbestimmungen entnommen. Die Ausführung[3] erfolgte in üblicher Weise; die Ergebnisse sind in Tabelle 3 zusammengestellt.

Im Mittel liegen die Haltepunkte bei den untersuchten Materialien bei folgenden Temperaturen:

Ar_3: $\gamma \rightarrow \beta$ . . . . . 856°
Ar_2: $\beta \rightarrow \alpha$ . . . . . 769°
Ar_1: (Perlitpunkt) . . . . . 683°

[1] Osmond: J. Iron Steel Inst. Bd. 1, S. 38. 1890.
[2] Liedgens: Stahleisen 1912, S. 2109.
[3] Siehe E. Heyn und O. Bauer: „Metallographie", Sammlung Göschen, Bd. I.

Tabelle 3.
Ergebnisse der Haltepunktsbestimmungen.

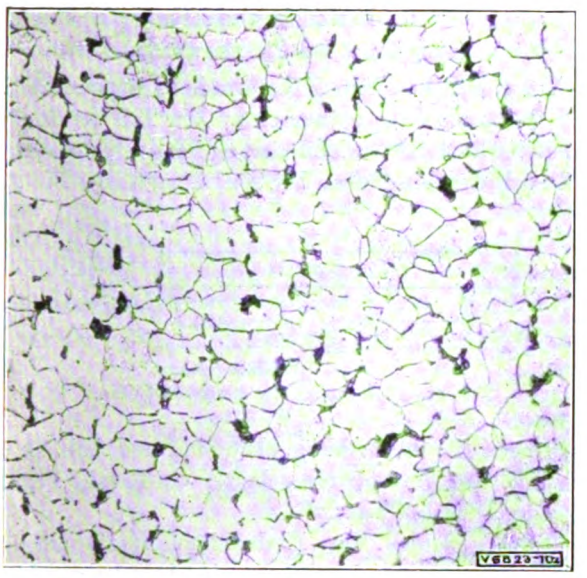
Reihe	Nr. der Reihe	Chemische Zusammensetzung			Ar_3 $\gamma \rightarrow \beta$ Ferritausscheidung aus der festen Lösung	Ar_2 $\beta \rightarrow \alpha$ Magnetische Umwandlung	Ar_1 Perlitumwandlung
		As %	P %	S %	° C	° C	° C
I	1	0,049	0,015	0,033	852	766	682
	3	0,087	0,016	0,039	840	766	682
II	1	0,036	0,022	0,110	864	775	682
	3	0,112	0,014	0,140	857	772	686
III	1	0,040	0,031	0,100	858	772	682
	3	0,075	0,077	0,094	867	773	686
IV	1	0,045	0,085	0,043	852	766	682
	3	0,110	0,094	0,052	858	766	682

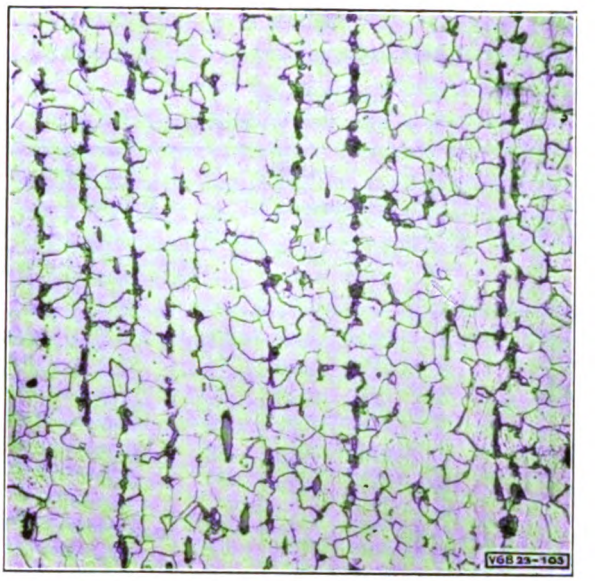
Hiernach haben Arsengehalte zwischen 0,03 und 0,11% auf die Lage der Haltepunkte keinen merkbaren Einfluß; das gleiche gilt auch für verhältnismäßig hohe Schwefel- und Phosphorgehalte. Bei Glühungen in der Praxis braucht demnach auf Arsen, Phosphor und Schwefel innerhalb der angegebenen Grenzen keine Rücksicht genommen zu werden.

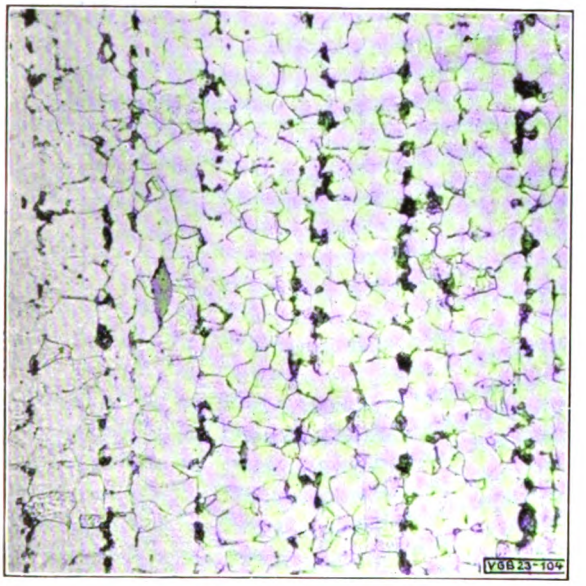
5. Zugversuche.

Von sämtlichen Blechen wurden Normalflachstäbe in der Walzrichtung (*L*) und quer zur Walzrichtung (*Q*) entnommen.

Digitized by Google







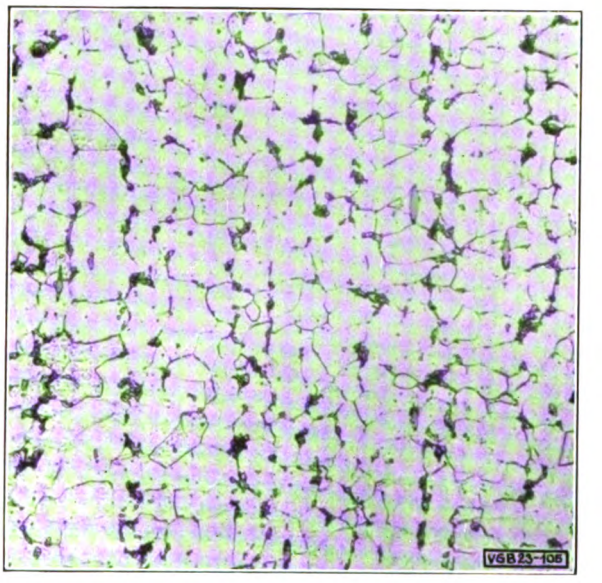


Abb. 6 und 7. Blech 2, Reihe I und Blech 2, Reihe II.

Abb. 8 und 9. Blech 2, Reihe III und Blech 1, Reihe IV.

Längsschliffe, Kleingefüge. $v = 200$.

Die Ergebnisse der Prüfung auf Zugfestigkeit sind in Tabelle 4 zusammengestellt und in Abb. 10 graphisch aufgetragen.

Aus Tabelle 4 und Abb. 10 geht folgendes hervor:

1. Die Festigkeitswerte für die Längsproben (*L*) liegen teils über, teils unter den Werten für die Querproben (*Q*); wesentliche Unterschiede bestehen jedoch bei den untersuchten Materialien nicht. Hierzu ist zu bemerken, daß ganz allgemein Unterschiede in der Festigkeit von Quer- und Längsproben in erster Linie durch die Art des Auswalzens und durch die Walztemperatur bedingt werden.

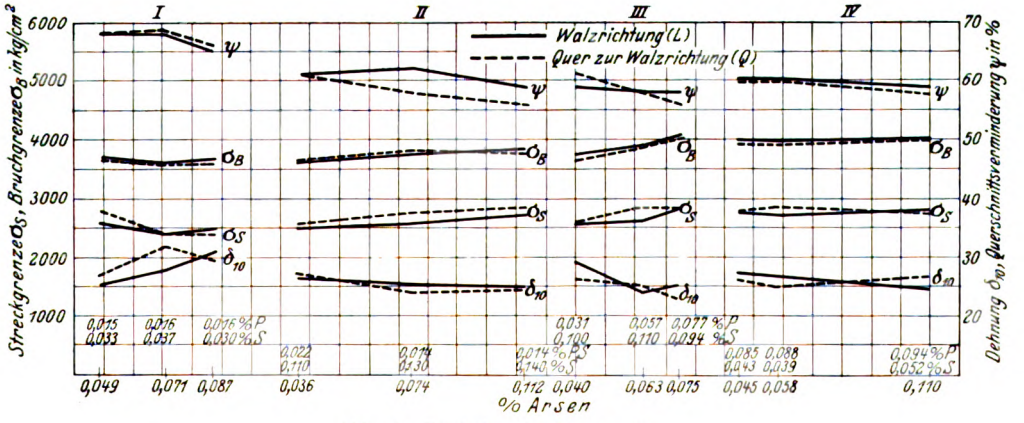


Abb. 10. Ergebnisse der Zugversuche.

Digitized by Google

Tabelle 4.

Zugfestigkeit, ausgeführt bei Zimmerwärme.

L = Walzrichtung.
Q = quer zur Walzrichtung.

Blechreihe	Blech Nr.	Proben entnommen in Richtung	Festigkeit[1] Spannungen δ kg/cm² Streckgrenze σ_S	Bruchgrenze σ_B	Verhältnis $\frac{\sigma_S}{\sigma_B} \cdot 100$	Formänderung[1] Dehnung δ_{10} für Meßlänge $l = 11{,}3\sqrt{f} = 20$ cm in %	Querschnittsverminderung ψ %
I	1	L	2600	3700	71	25,5	68
		Q	2790	3680	76	27,3	68
	2	L	2410	3610	67	28,0	68
		Q	2390	3590	67	32,0	69
	3	L	2500	3670	68	30,8	65
		Q	2410	3610	67	29,5	66
II	1	L	2490	3640	68	26,5	61
		Q	2590	3630	71	27,2	61
	2	L	2560	3760	68	25,4	62
		Q	2770	3790	73	24,4	58
	3	L	2710	3830	71	24,9	59
		Q	2850	3770	76	24,5	56
III	1	L	2550	3760	68	29,3	59
		Q	2640	3700	71	26,5	61
	2	L	2630	3900	68	24,1	58
		Q	2850	3900	73	25,4	58
	3	L	2810	4020	70	25,1	58
		Q	2830	4080	70	23,2	56
IV	1	L	2770	3990	70	27,4	60
		Q	2790	3950	71	26,3	60
	2	L	2730	3960	69	26,9	60
		Q	2850	3930	73	25,1	60
	3	L	2810	3970	71	24,6	59
		Q	2760	3980	69	26,7	58

2. Reihe I (niedriger P- und S-Gehalt).

Arsengehalte zwischen 0,03 und 0,11% As haben keinen wesentlichen Einfluß auf die Zugfestigkeit. Die Dehnung δ_{10} weist sogar einen schwachen Anstieg auf.

3. In Reihe II (niedriger P- und hoher S-Gehalt) werden σ_B und σ_S mit steigendem As-Gehalt schwach erhöht, die Dehnung (δ_{10}) fällt deutlich ab.

4. Ähnlich Reihe II verhält sich das Material der Reihe III (steigender P- und hoher S-Gehalt).

5. In Reihe IV (hoher P- und mittlerer S-Gehalt) waren keine wesentlichen Unterschiede zwischen den einzelnen Materialien feststellbar. Im allgemeinen lagen jedoch die Werte für σ_B und σ_S über den Werten aus Reihe I (niedriger P-Gehalt).

Hiernach ist der Einfluß von Arsen (zwischen 0,03 und 0,11%) auf die Zugfestigkeit von kohlenstoffarmem Flußstahl nur unerheblich.

Es ist eine alte Erfahrungstatsache, daß bei statischer Beanspruchung die im Flußstahl auftretenden Verunreinigungen (Phosphor, Schwefel und nach obigen Versuchen auch Arsen) in ihrer, das Material schädigenden Wirkung nicht deutlich in Erscheinung treten; erst bei dynamischer Beanspruchung gibt sich ihr schädigender Einfluß zu erkennen.

[1] Mittelwert aus je 2 Einzelwerten.

6. Kerbschlagversuche

(ausgeführt bei Zimmerwärme).

Von sämtlichen Materialien wurden Längsproben (L) und Querproben (Q) entnommen. Ein Teil der Proben wurde im Zustand der Einlieferung ins Amt, der andere Teil nach dem Ausglühen bei 900° C geprüft[1]. Die Abmessungen der Kerbschlagproben sind aus Abb. 11 ersichtlich. Zur Verwendung gelangte ein 10 mkg Pendelschlagwerk nach Charpy[2].

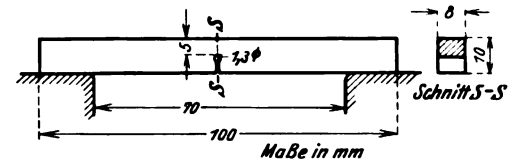


Abb. 11. Abmessungen der Kerbschlagproben.

Die Ergebnisse der Kerbschlagversuche sind in Tabelle 5 zusammengestellt und in Abb. 12 graphisch aufgetragen. Aus Tabelle 5 und Abb. 12 ergibt sich folgendes:

Tabelle 5.

Kerbschlagversuche ausgeführt, bei Zimmerwärme.

L = Walzrichtung, Q = quer zur Walzrichtung.

Wie angeliefert: Spezifische Schlagarbeit[3] mkg/cm²	Proben entnommen in Richtung	Blech Nr.	Blechreihe	Ausgeglüht: Blech Nr.	Proben entnommen in Richtung	Spezifische Schlagarbeit[3] mkg/cm²
14,4	L	1		1	L	14,5
14,5	Q				Q	14,5
14,9	L	2	I	2	L	13,4
13,1	Q				Q	11,3
13,5	L	3		3	L	11,2
12,9	Q				Q	11,6
11,4	L	1		1	L	9,8
9,5	Q				Q	7,9
10,4	L	2	II	2	L	10,4
8,7	Q				Q	8,4
10,1	L	3		3	L	8,8
8,8	Q				Q	8,1
11,0	L	1		1	L	10,5
9,0	Q				Q	9,0
8,7	L	2	III	2	L	8,6
7,1	Q				Q	7,4
7,6	L	3		3	L	7,4
6,4	Q				Q	5,9
9,0	L	1		1	L	7,6
7,0	Q				Q	6,0
8,6	L	2	IV	2	L	7,3
6,7	Q				Q	6,4
7,4	L	3		3	L	6,7
6,0	Q				Q	5,1

1. Zunächst erscheint es auffallend, daß fast durchdurchgängig die ausgeglühten Proben etwas geringere Schlagarbeit aufweisen als die nicht ausgeglühten.

[1] Die Proben wurden im elektrisch geheizten Röhrenofen ½ Stde. auf 900° C erhitzt. Die Abkühlung erfolgt bis 600° C im Ofen und von 600° C ab an der Luft.

[2] Gebaut von L. Schopper, Leipzig.

[3] Mittelwerte aus je 6 Einzelwerten.

Digitized by Google

Die Erklärung dürfte darin zu suchen sein, daß durch die Glühbehandlung der Ausgleich innerhalb der Mischkristalle „Eisen-Phosphor" und „Eisen-Arsen" befördert wird.

2. Nahezu durchgängig weisen die Längsproben (*L*) etwas höhere Schlagarbeit auf als die Querproben (*Q*). Dieses verschiedene Verhalten steht mit dem Schwefelgehalt in Zusammenhang. In den Längsproben sind die Sulfide in der Längsrichtung der Probestäbe gestreckt, in den Querproben senkrecht dazu. Beim Durchschlagen ist eine Unterbrechung des Zusammenhanges in der Längsrichtung ohne wesentlichen Einfluß, quer zur Stabachse macht sie sich jedoch stark bemerkbar.

3. Reihe I (niedriger P- und S-Gehalt).

Ein schwacher, die Schlagarbeit erniedrigender Einfluß des Arsens ist unverkennbar.

4. Reihe II (niedriger P- und hoher S-Gehalt).

Auch hier zeigt sich ein schwacher Einfluß des steigenden Arsengehalts.

5. Reihe III (steigender P- und hoher S-Gehalt).

Mit steigendem Phosphorgehalt sinkt die Kurve für die Schlagarbeit stark ab. Die Wirkung des Phosphors ist hiernach erheblich stärker als die von Arsen (Reihe I) oder auch von Schwefel allein (Reihe II).

6. Reihe IV (hoher P- und mittlerer S-Gehalt).

Der Abfall der Kurven für die Schlagarbeit ist weniger steil als bei Reihe III.

Hiernach bedingen steigende Arsengehalte im Flußstahl einen schwachen Abfall der Schlagfestigkeit; die Wirkung ist jedoch, sofern Arsen allein zugegen ist, nur sehr unerheblich. Der ungünstige Einfluß von Phosphor und auch von Schwefel wird jedoch durch steigende Arsengehalte verstärkt.

7. Kerbschlagversuche bei verschiedenen Temperaturen.

Für die Versuche wurden von jeder Reihe Querproben (Abmessungen siehe Abb. 11) aus dem Blech mit dem niedrigsten As-Gehalt (Nr. 1) und dem mit dem höchsten As-Gehalt (Nr. 3) verwendet.

Die Proben wurden bei —5°, +20°, +50° usw. steigend bis +500° geschlagen. Die Temperatur der Kältemischung betrug —7°, die Probe verblieb 2 Std. lang in der Kältemischung, darauf wurde sie möglichst schnell auf die Backen des 10 mkg Pendelschlagwerkes gelegt und sofort geschlagen. Die Prüftemperatur betrug schätzungsweise —5°.

Die bei höheren Temperaturen zu prüfenden Proben wurden 2 Std. lang im elektrisch geheizten Röhrenofen auf einer Temperatur gehalten, die etwa 20° über der Prüftemperatur lag.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 6 zusammengestellt und in Abb. 13 graphisch aufgetragen. Aus Tabelle 6 und Abb. 13 geht folgendes hervor:

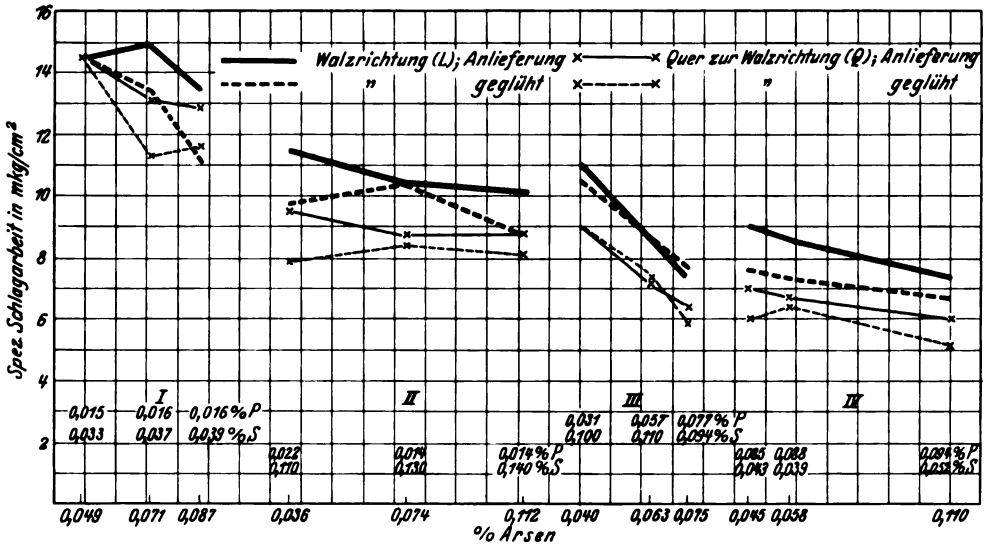


Abb. 12. Ergebnisse der Kerbschlagversuche, ausgeführt bei Zimmertemperatur.

1. Die Höchstwerte für die Schlagarbeit liegen im allgemeinen zwischen +50 und +250°. Von +300° ab sinkt die Schlagfestigkeit bis +500° stark ab; auch bei —5° ist sie nur gering.

Tabelle 6. Kerbschlagversuche bei verschiedenen Temperaturen.

Alle Proben quer zur Walzrichtung (*Q*) entnommen.

Blechreihe	Blech Nr.	As in %	Spezifische Schlagarbeit in mkg/cm² * Geprüft bei etwa								
			− 5°	+ 20°	+ 50°	+ 100°	+ 200°	+ 250°	+ 300°	+ 400°	+ 500°
I	1	0,049	9,8	14,5	14,5	13,7	14,0	15,0	13,1	8,3	7,1
	3	0,087	8,0	12,9	14,5	13,4	13,9	13,1	11,1	7,7	6,5
II	1	0,036	7,4	9,5	10,7	10,8	9,9	10,0	8,2	5,6	4,2
	3	0,112	5,8	8,0	9,0	8,8	8,6	8,2	7,0	4,5	3,5
III	1	0,040	7,4	9,0	11,3	10,5	10,5	10,0	7,8	4,8	4,3
	3	0,075	5,3	6,4	7,9	7,8	7,4	7,2	6,0	4,1	3,6
IV	1	0,045	5,2	7,0	11,9	11,5	10,5	9,9	8,6	5,8	5,3
	3	0,110	5,0	6,0	8,6	10,6	10,1	9,1	8,3	5,5	5,0

2. Ganz allgemein weisen bei allen vier Blechreihen die Bleche mit höheren Arsengehalten bei sämtlichen Prüftemperaturen niedrigere Werte für die Schlagarbeit auf als die Bleche mit niedrigen Arsengehalten.

Ein die Schlagfestigkeit herunterdrückender, das Material also spröder machender Einfluß des Arsens tritt demnach auch bei diesen Versuchen deutlich zutage.

* Mittelwerte aus je 3 Einzelwerten.

Digitized by Google

3. Bei Reihe I (niedriger P- und S-Gehalt) liegen sämtliche Werte für die Schlagarbeit erheblich höher als bei allen anderen Reihen. Die Unterschiede zwischen Blech Nr. 1 (niedriger As-Gehalt) und Blech Nr. 3 (hoher As-Gehalt) sind nicht erheblich. Eine gewisse Wirkung des Arsens ist auch hier vorhanden, sie tritt jedoch bei niedrigem P- und niedrigem S-Gehalt nicht deutlich in Erscheinung.

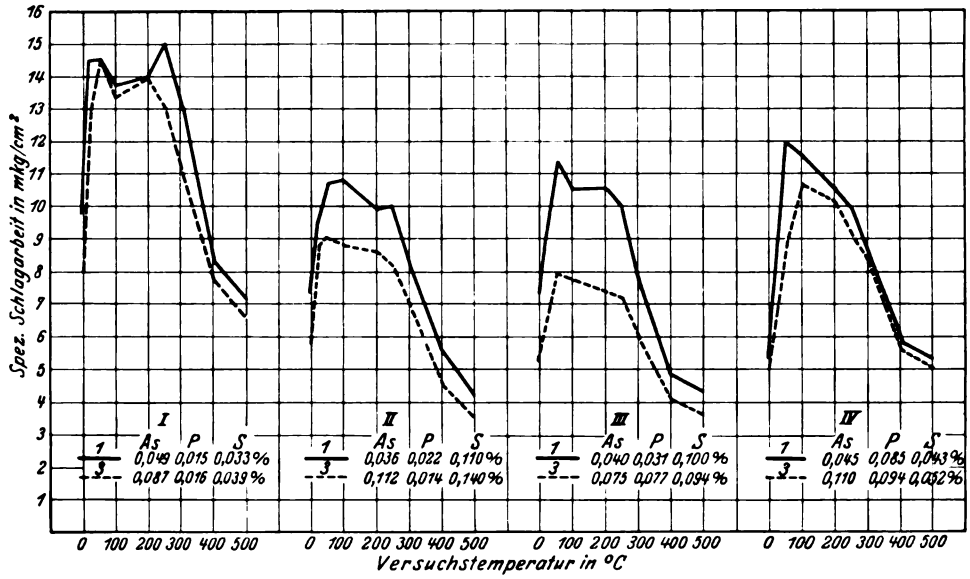


Abb. 13. Ergebnisse der Kerbschlagversuche bei verschiedenen Temperaturen.

4. Reihe II (niedriger P-, aber hoher S-Gehalt).

Hoher Schwefelgehalt scheint bei höheren Temperaturen die nachteilige Wirkung des Arsens erheblich zu verstärken. Die Unterschiede zwischen den Proben mit niedrigem As-Gehalt (Blech Nr. 1) und hohem As-Gehalt (Blech Nr. 3) sind beträchtlich.

5. Reihe III (steigender P- und hoher S-Gehalt).

Hat das Material gleichzeitig hohen Phosphor- und hohen Schwefelgehalt, so tritt der die Schlagarbeit herunterdrückende Einfluß des Arsens noch deutlicher hervor.

6. Reihe IV (hoher P- und mittlerer S-Gehalt).

Der Unterschied in der Schlagfestigkeit zwischen dem Material des Bleches 1 und dem des Bleches 3 ist hier, trotz der hohen Phosphorgehalte, nur unerheblich. Hiernach scheint bei höheren Temperaturen Arsen in erster Linie die schädliche Wirkung des Schwefels zu verstärken.

8. Alterungsversuche nach dem Verfahren von O. Bauer.

Kaltgerecktes oder kaltgequetschtes Material weist nur geringe Schlagfestigkeit auf, es ist spröde.

Das Höchstmaß der Sprödigkeit wird jedoch nicht unmittelbar nach erfolgter Kaltreckung oder Quetschung erreicht, sondern erst nach einer gewissen Zeit; das Material „altert". Die Alterungsgrenze (Höchstwert der Sprödigkeit) wird bei Zimmerwärme in etwa einem Jahr oder in noch längerer Zeit erreicht, durch Anlassen bei niedrigen Wärmegraden kann die Erreichung der Alterungsgrenze wesentlich beschleunigt werden (1 bis 2 Std.).

Nach Untersuchungen von Baumann, Fry, Bauer[1] u. a. verhalten sich die verschiedenen Materialien gegenüber Kaltreckung und Kaltstauchung mit nachfolgender Alterung sehr verschieden. Es war daher von Interesse, festzustellen, welchen Einfluß steigende Arsengehalte auf die Alterung des Materials ausüben.

Aus jeder Reihe (I bis IV) wurden aus den Blechen Nr. 1 (niedrigster As-Gehalt) und Nr. 3 (höchster As-Gehalt) Querproben (100×10×9 mm) entnommen. Sie wurden unter Verwendung eines besonderen Druckstückes (siehe Abb. 14) in der Mitte über eine Länge von etwa 30 mm um 2 mm zusammengedrückt und nach dem Zusammendrücken (Quetschen) je 2 Std. lang bei steigenden Temperaturen angelassen. Nach dem Anlassen wurden die Proben durch Abhobeln der überstehenden Teile siehe Abb. 15) auf den Querschnitt 8×8 gebracht, mit einem Kerb versehen und mittels des 10 mkg Pendelschlagwerkes geschlagen.

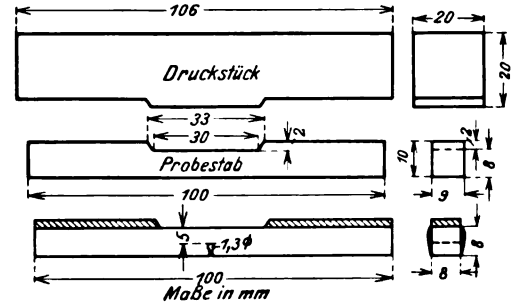


Abb. 14 und 15. Queralterungsproben nach O. Bauer.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 7 zusammengestellt und in Abb. 16 und 17 graphisch aufgetragen.

Aus Tabelle 7 und den Abb. 16 und 17 geht folgendes hervor:

1. Sämtliche Materialien sind in hohem Maße empfindlich gegen Kaltquetschung.

2. Durch die künstliche Alterung wird die Schlagfestigkeit noch weiter heruntergedrückt. Das Minimum

[1] O. Bauer: „Flußstähle mit geringer Alterungseigenschaft", Sonderheft V der Mitt. dt. Materialpr.-Anst. 1929, S. 12.

Digitized by Google

Tabelle 7. Alle Proben quer zur Walzrichtung (*Q*) entnommen[1].

Nach dem Quetschen 2 Stunden angelassen bei	Reihe I		Reihe II		Reihe III		Reihe IV	
	Nr. 1 mkg/cm²	Nr. 3 mkg/cm²	Nr. 1 mkg/cm²	Nr. 3 mkg/cm²	Nr. 1 mkg/cm²	Nr. 3 mkg/cm²	Nr. 1 mkg/cm²	Nr. 3 mkg/cm²
nicht angelassen	1,7	2,1	2,1	1,5	1,6	1,2	1,4	1,0
100°	1,7	1,7	2,0	1,8	1,8	1,0	1,2	0,9
200°	1,2	1,2	1,3	1,0	1,4	1,0	0,9	0,9
250°	0,9	1,0	1,0	1,1	1,0	0,7	0,8	0,7
300°	1,1	1,0	1,1	1,0	1,0	0,8	0,8	0,9
400°	1,1	1,4	1,1	2,1	1,6	0,9	1,0	0,9
500°	3,9	2,6	4,0	4,0	4,6	3,6	2,4	2,2
600°	14,4	14,4	10,1	9,2	10,4	7,3	8,7	7,6
650°	14,6	14,8	10,6	10,1	9,9	7,6	9,0	9,4
700°	15,2	14,0	11,0	9,4	10,4	7,3	10,3	8,8
800°	10,4	10,4	7,7	7,0	7,9	6,0	5,7	6,3
900°	12,5	12,6	8,8	7,5	8,9	6,1	6,8	6,0
As %	0,049	0,087	0,036	0,112	0,040	0,075	0,045	0,110
P %	0,015	0,016	0,022	0,014	0,031	0,077	0,085	0,094
S %	0,033	0,039	0,110	0,140	0,100	0,094	0,043	0,052

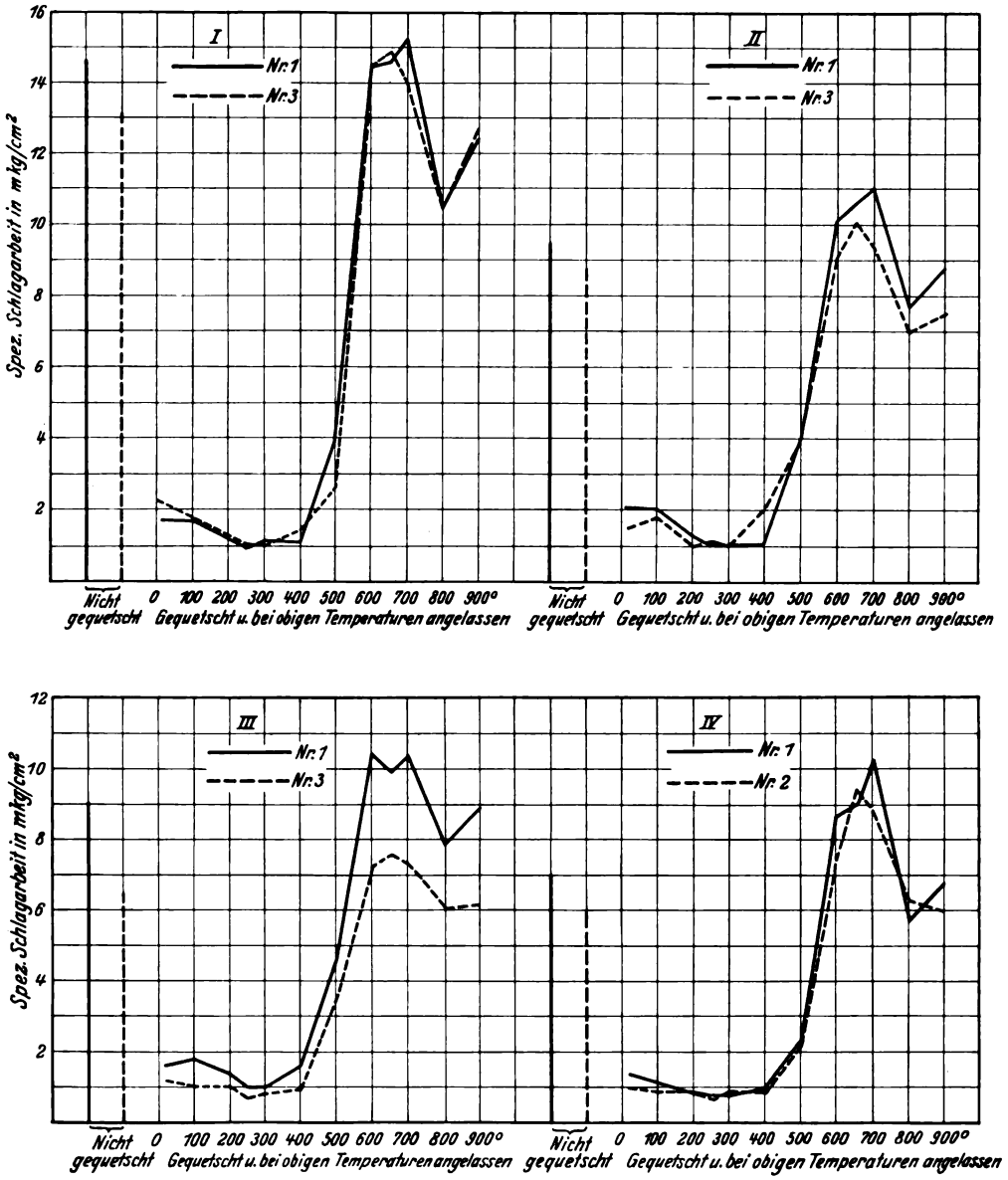


Abb. 16 und 17. Ergebnisse der Alterungsversuche nach O. Bauer.

[1] Mittelwerte aus je drei Einzelwerten.

Digitized by Google

(Alterungsgrenze) liegt bei allen Materialien zwischen 200 und 300° Anlaßhitze.

3. Schon bei 600° Anlaßhitze wird die ursprüngliche Schlagfestigkeit wieder erreicht, sie steigt bis 700° Anlaßhitze an, fällt bei 800° Anlaßhitze ziemlich steil ab[1], um bei 900° Anlaßhitze im allgemeinen wieder schwach anzusteigen.

4. Der Verlauf der Kurven entspricht somit in ihrer Gesamtheit völlig dem Verlauf bei alterungsempfindlichen Materialien. Im einzelnen ist zu den Kurven folgendes zu bemerken:

5. Reihe I (niedriger P- und S-Gehalt).

Ein Einfluß eines steigenden As-Gehaltes ist nicht erkennbar. Die Werte der Schlagfestigkeit von Material Nr. 1 (niedriger As-Gehalt) liegen teils über, teils unter den Werten für Material 3 (hoher As-Gehalt).

6. Reihe II (niedriger P-, aber hoher S-Gehalt).

Bei niedrigen Anlaßhitzen (bis 500°) tritt ein etwaiger Einfluß des höheren As-Gehaltes (Blech Nr. 3) nicht hervor. Erst von 600° Anlaßhitze ab weisen die Proben aus Blech Nr. 3 (hoher Arsengehalt) durchgängig niedrigere Werte für die Schlagarbeit auf als die Proben an Blech Nr. 1 (niedriger As-Gehalt).

7. Reihe III (steigender P- und hoher S-Gehalt).

Die Schlagfestigkeit der Proben aus Blech Nr. 3 liegt bei allen Anlaßgraden zum Teil erheblich unter den Werten für Blech Nr. 1. Die ungünstige Wirkung dürfte in erster Linie auf den gleichzeitig hohen P- und S-Gehalt zurückzuführen sein, sie wird durch steigenden Arsengehalt noch verstärkt.

8. Reihe IV (hoher P- und mittlerer S-Gehalt).

Wesentliche Unterschiede waren hier zwischen den Blechen Nr. 1 und Nr. 3 nicht vorhanden. Der Einfluß des höheren As-Gehaltes tritt hiernach, wenn nur P allein angereichert ist, nicht so deutlich in Erscheinung, als wenn die Phosphor- und Schwefelgehalte gleichzeitig hoch sind (wie in Reihe III).

9. Zusammenfassung der Ergebnisse.

1. Arsen ist genau wie Phosphor und Schwefel ein ständiger Begleiter des technischen Eisens und Stahles.

2. Die im technischen Flußeisen und Flußstahl auftretenden As-Gehalte schwanken in der Regel zwischen 0,02 und 0,05% As, höhere Gehalte (bis 0,1%) kommen nur ausnahmsweise vor.

3. Arsen wird vom Eisen innerhalb der im technischen Flußstahl vorkommenden Gehalte als Mischkristall aufgenommen; im Kleingefüge ist es demnach nicht nachweisbar.

4. Arsen allein scheint im geringeren Maße zur Entmischung (Seigerung) während der Erstarrung zu neigen als z. B. Phosphor. Ist jedoch Entmischung infolge Phosphorseigerung vorhanden, so findet es sich neben dem Phosphor in der Kernzone angereichert vor.

5. Die Haltepunkte Ar_3, Ar_2 und Ar_1 werden durch Arsengehalte bis zu 0,11% As nicht verschoben. Bei der Glühbehandlung braucht man somit auf den Arsengehalt keine Rücksicht zu nehmen.

6. Bei statischer Beanspruchung (Zugversuch) ist ein Einfluß eines steigenden As-Gehaltes (bis 0,11% As) selbst bei gleichzeitig vorhandenem höherem Phosphor- oder Schwefelgehalt nicht erkennbar.

7. Bei dynamischer Beanspruchung (Kerbschlagversuch) ist bei gewöhnlicher Temperatur (etwa 20°) ein schwacher, die Schlagarbeit erniedrigender Einfluß des Arsens unverkennbar, er macht sich jedoch erst bei höheren As-Gehalten bemerkbar; bei den in der Praxis meist vorkommenden Gehalten zwischen 0,02 und 0,05% As tritt er noch kaum in Erscheinung. Phosphor und in geringem Maße auch Schwefel drücken in weit höherem Maße die Kerbzähigkeit herab, ihr ungünstiger Einfluß wird durch steigende Arsengehalte verstärkt.

8. Bei höheren Temperaturen gibt sich bei dynamischer Beanspruchung (Kerbschlagversuch) ein die Schlagfestigkeit herunterdrückender Einfluß eines hohen Arsengehaltes deutlicher zu erkennen als bei etwa 20°. Insbesondere scheint er die nachteilige Wirkung des Schwefels zu verstärken. Sind gleichzeitig Phosphor und Schwefel angereichert, so tritt der die Schlagarbeit herunterdrückende Einfluß eines hohen Arsengehaltes noch deutlicher hervor. Niedrige Arsengehalte innerhalb der in der Praxis meist vorkommenden Grenzwerte (0,02 bis 0,05% As) sind ohne wesentlichen Einfluß, jedenfalls ist die Wirkung von Phosphor und Schwefel weit stärker als die eines gleich hohen Arsengehaltes.

9. Auf die Alterung des Materials sind Arsengehalte bis zu 0,1% As ohne wesentlichen Einfluß. Weist das Material jedoch hohe Phosphor- und Schwefelgehalte auf, so scheint auch hier ein hoher Arsengehalt die schädliche Wirkung von P- und S- zu verstärken.

10. Zusammenfassend kann somit gesagt werden, daß Arsengehalte innerhalb der im technischen Flußstahl in der Regel vorkommenden Grenzwerte von 0,02 bis 0,05% auf das statische und dynamische Verhalten des Materials ohne wesentlichen Einfluß sind. Erst bei höheren Gehalten macht sich ein schwacher ungünstiger Einfluß bemerkbar. Phosphor und Schwefel wirken erheblich stärker als Arsen, ihr ungünstiger Einfluß wird durch gleichzeitig vorhandenen höheren Arsengehalt noch verstärkt[1].

[1] Der Abfall bei 800 hat mit der Alterungsbeständigkeit nichts zu tun. Es tritt hier als Begleiterscheinung der Rekristallisation eine Kornvergröberung ein, wodurch die Kerbzähigkeit Einbuße erleidet.

[1] Die Durchführung der Versuche lag in den Händen von Ing. Karl Schreiber. Es sei mir gestattet, Herrn Schreiber auch an dieser Stelle für die sorgfältige Ausführung der Arbeiten meinen Dank zu sagen.

Digitized by Google

Walz- und Rekristallisationstextur von Eisenblech.

Von G. Kurdjumow und G. Sachs[1].

Die Bestimmung der Kristallorientierung in Blechen ist einigermaßen eindeutig nur mit Hilfe einer Anzahl von Röntgenaufnahmen in verschiedenen Richtungen feststellbar[2]. Die Darstellung des Befundes durch Polfiguren[3], die aus der Abschätzung der Intensitätsanhäufungen in den einzelnen Aufnahmen resultieren, ist vollständiger als die vielfach übliche Angabe durch Kristalllagen. Aber auch die Polfiguren sind bis zu einem gewissen Grade subjektiv, wenn man sich nicht durch eine erhebliche Zahl von Aufnahmen und Schätzung mehrerer Intensitätsgrade vor Fehlbeurteilungen sichert. Durch diese zunächst vernachlässigten Tatsachen erklärt es sich, daß z. B. bei Aluminium erst nach mehreren Untersuchungen Übereinstimmung im Befund und in der Deutung erreicht worden ist. Andererseits hat es sich dabei gezeigt, daß abweichende Versuchsbedingungen das Ergebnis offenbar nur in geringem Maße beeinflussen, so daß diese naheliegende Erklärung für etwaige Unstimmigkeiten versagt.

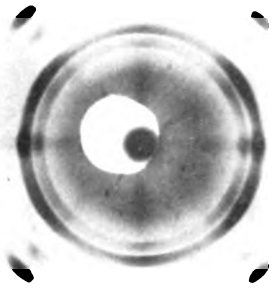


Abb. 1. Aufnahme eines gewalzten Elektrolyteisenblechs senkrecht zur Walzebene (98,5% Höhenabnahme).

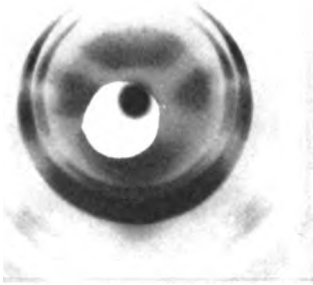


Abb. 5. Schrägaufnahme eines Elektrolyteisenblechs (64° um Q. R. gedreht).

Da nun an Eisen bisher nur wenige Untersuchungen durchgeführt sind, wurden die Walz- und Rekristallisationstextur dieses Stoffes neu bestimmt.

In der Tat zeigte es sich, daß auch bei Eisen die bisherige Beschreibung der Texturen unvollständig ist.

Versuchsdurchführung. Als Material zu den Versuchen diente Elektrolyteisen[1], das auf 5 mm ge-

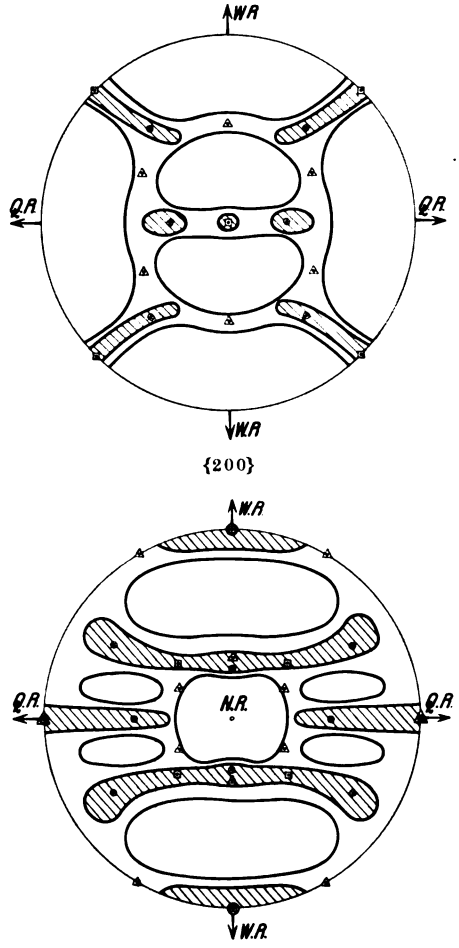


Abb. 2 und 3. Flächenpolfiguren der Walztextur von Eisen.
N.R. = Normalrichtung, W.R. = Walzrichtung, Q.R. = Querrichtung
⊡ [100] ∥ N. R. – [011] ∥ W. R. – [011] ∥ Q. R.
⊙ [112] ∥ N. R. – [1$\bar{1}$0] ∥ W. R. – [111] ∥ Q. R.
△ [111] ∥ N. R. – [11$\bar{2}$] ∥ W. R. – [110] ∥ Q. R.

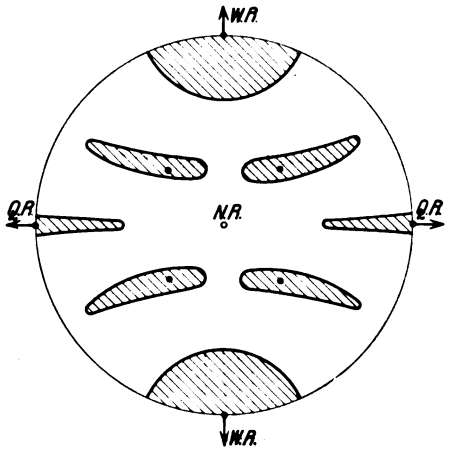


Abb. 4. Polfigur für {110}-Flächen der Walztextur von Eisen nach Wever.

[1] Original: Z. Phys. Bd. 62, S. 592 bis 599. 1930.

[2] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 873 bis 888, 889 bis 906. 1927; Bd. 56, S. 477 bis 484, 485 bis 494, 495 bis 502. 1929.

[3] F. Wever: Mitt. Eisenforsch. Bd. 5, S. 69 bis 77. 1923.

[1] Den Firmen W. C. Heraeus, Vakuumschmelze Hanau, und F. Krupp, Essen, haben wir für Überlassung des Versuchsmaterials zu danken.

Digitized by Google

walzt, bei 950° 20 Minuten geglüht, zur Feststellung der Walztextur auf rund 0,08 mm = 98,5% herabgewalzt, und zur Feststellung der Rekristallisationstextur bei

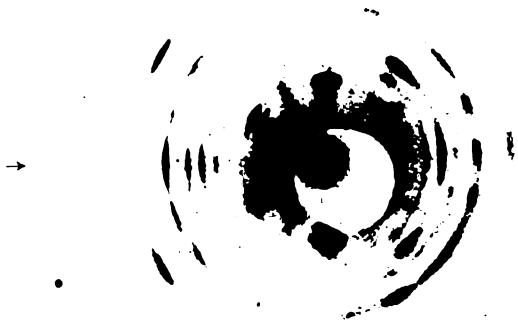
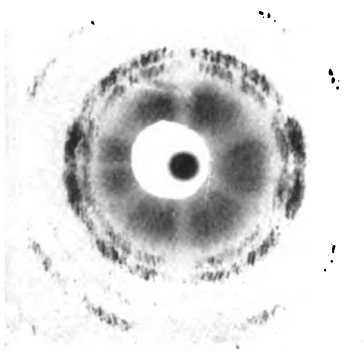
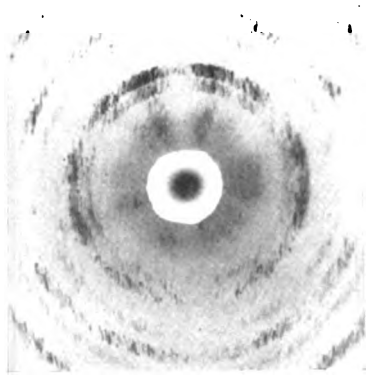


Abb. 6. Schrägaufnahme eines gewalzten Elektrolyteisenblechs zur Feststellung der Flächenpole in der Normalrichtung (72° um W. R. gedreht).
Interferenzringe von innen nach außen:
(110β) 110α (200β) $\underline{200}\alpha$ (112β) (220β) 112α (310β) 220α (222β) 310α 222α
Unterstrichen sind die Interferenzen am Äquator, auf die der Pfeil hinweist und welche der Normalrichtung entsprechen.



Geglüht 650°, 20 Min.



Geglüht 840°, 20 Min.

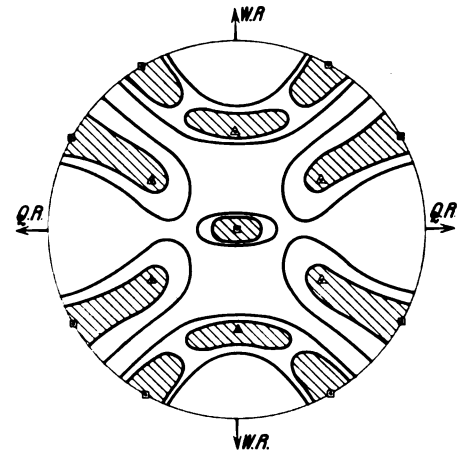
Abb. 7 und 8. Aufnahmen geglühter Elektrolyteisenbleche senkrecht zur Walzebene.

verschiedenen Temperaturen geglüht wurde. Ferner wurden gleichartige Versuche auch an Weicheisen (WW von Krupp) durchgeführt.

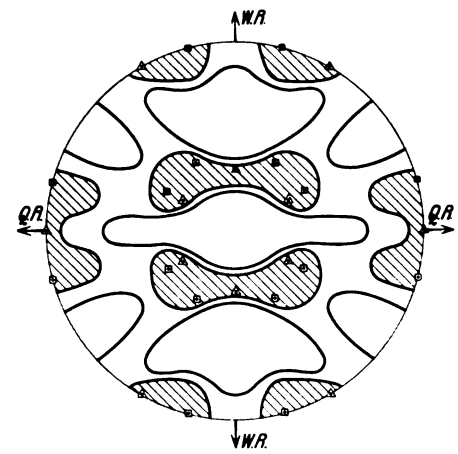
Die Aufnahmen wurden unter den gleichen Bedingungen wie früher[1] mit Mo-Strahlung (55 kV eff., 9 mA, 3 St., 50 mm Abstand) hergestellt. Die Reflexionswinkel der $K\alpha$-Strahlung sind für die in den Aufnahmen sichtbaren Interferenzen von Eisen:

110:10,1°, 220:20,5°,
200:14,3°, 130:23,0°,
112:17,6°, 222:25,4°.

Die Streustrahlung wurde durch eine 0,12 mm starke Aluminiumfolie gut abgefiltert, so daß die Röntgenbilder ganz klar wurden. Zur Aufnahme der Polfiguren wurde ein rechteckiges Plättchen auf etwa 0,035 mm Dicke herabgeätzt, zwischen Deckgläser gesetzt und mit Hilfe



{200}



{110}

Abb. 9 und 10. Flächenpolfiguren der Rekristallisationstextur von Eisenblech.
⊡ = [100] ∥ N. R. — [011] ∼ 15° von W. R. entfernt.
△ = [111] ∥ N. R. — [112] ∥ W. R. — [110] ∥ Q.R.

einer geeigneten Vorrichtung in elf verschiedenen Richtungen durchleuchtet. Die Vorrichtung gestattete auch, das Präparat in seiner Ebene zu bewegen, und zwar längs einer Geraden mit Hilfe einer kurbeltriebähnlichen Vorrichtung. Dadurch konnte die Textur der geglühten Bleche, die sonst ihrer Grobkörnigkeit wegen schwer abzuschätzen war, wesentlich besser erfaßt werden.

Polfiguren wurden für die Lagen der {110}- und {200}-Flächen, und zwar wieder in zwei Intensitätsstufen, konstruiert.

[1] Frhr. v. Göler und G. Sachs: a. a. O.

Digitized by Google

Walztextur. Abb. 1 gibt die Aufnahme des gewalzten Bleches senkrecht zur Walzebene (Grundstellung) wieder. Abb. 2 und 3 bringen die Polfiguren für die Würfelflächen und Dodekaederflächen, und Abb. 4 zeigt zum Vergleich die Polfigur von Wever[1] für die Dodekaederflächen.

Dem äußeren Anblick nach weichen die belegten Bereiche in der Polfigur von Wever (Abb. 4) nur wenig von unserer stärkeren Intensität in Abb. 3 ab. Einen deutlichen Unterschied finden wir nun in der Ebene Walzrichtung—Normalrichtung, wo bei uns auch im Mittelfeld eine ziemlich kräftige Belegung vorhanden ist, während Wever hier eine Lücke läßt. Unser Befund wird besonders gestützt durch eine Aufnahme (Abb. 5), bei der das Blech aus der Grundstellung 64° um die Querrichtung gedreht ist. Diese Aufnahme zeigt auf dem 110-Kreis unten deutlich das ausgedehnte Gebiet erster Intensität.

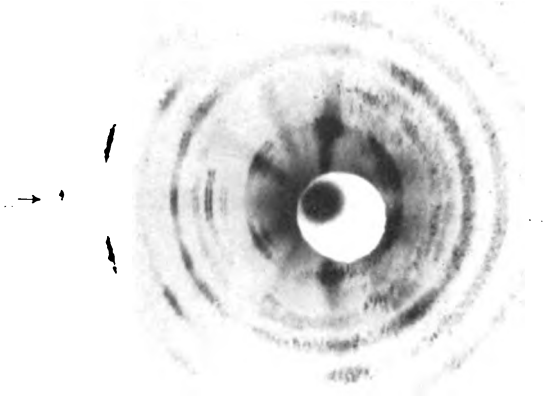


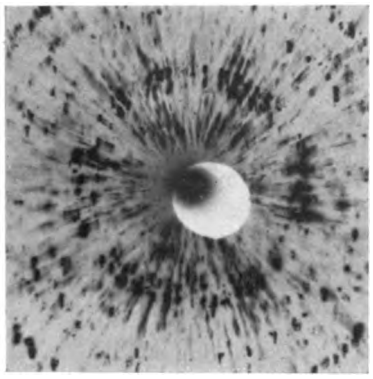
Abb. 11. Schrägaufnahme eines geglühten (650°, 20 Min.) Elektrolyteisenblechs zur Feststellung der Flächenpole in der Normalrichtung (vgl. Abb. 6).

Ferner sind unsere Polfiguren keineswegs mit der einfachen Deutung verträglich, daß die Polfiguren im wesentlichen aus einer Kristallage mit einer Würfelfläche in der Walzebene und einer Flächendiagonalen in der Walzrichtung[2] durch Drehung um die Walzrichtung hervorgehen. Diese durch das Zeichen ⊡ in Abb. 2 und 3 und das Zeichen ● in Abb. 4 gekennzeichnete Lage läßt in der Polfigur der Würfelflächen (Abb. 2) ein Gebiet erster Intensität ganz unerfaßt und gibt auch keinen Anhalt zum Verständnis der Intensitäten zweiten Grades. Die Intensitätsbereiche entsprechen auch keineswegs einem Ausschnitt aus einer Fasertextur.

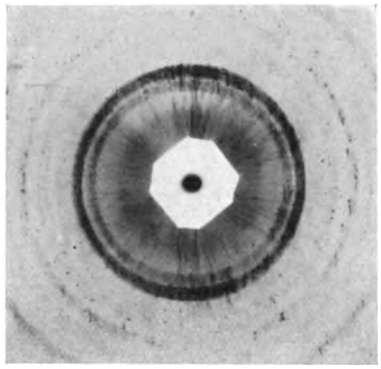
Das Gesamtbild ist vielmehr nur dann verständlich, wenn wir, wie in Abb. 2 und 3 eingezeichnet, die Überlagerung von drei Kristallagen annehmen, von denen die ersten beiden nahezu gleich stark sind, die dritte dagegen wesentlich schwächer ist:

1. Walzebene ‖ (100), Walzrichtung ‖ [011],
2. „ ‖ (112), „ ‖ [110],
3. „ ‖ (111), „ ‖ [112].

Die Anwesenheit von {200}-Flächen, 112-Flächen und 222-Flächen in der Walzebene wird durch Aufnahmen (mit kleinerem Abstand), z. B. Abb. 6, bewiesen, bei der das Blech aus der Grundstellung um 65 bis 80° um die Walz- oder Querrichtung gedreht ist. Abb. 6 zeigt links am Äquator durch die kräftigen Intensitäten auf den drei Interferenzkreisen das Vorhandensein der betreffenden Kristallflächen in der Walzebene an.



Geglüht 950°, 20 Min. und langsam erkaltet.



Geglüht 1000°, 20 Min. und abgeschreckt.

Abb. 12 und 13. Aufnahmen von Elektrolyteisenblechen, oberhalb der Umwandlungstemperatur geglüht.

Die wiedergegebenen Aufnahmen und Polfiguren beziehen sich auf ein einseitig in rund 20 Stichen von 5 auf 0,08 mm gewalztes Blech. Abwechselndes Walzen in beiden Richtungen, sowie Walzen von drei Blechen aufeinander ergaben stets praktisch gleiche Röntgenaufnahmen. Auch das Abätzen änderte kaum etwas am Röntgenbild. Ferner ist auch die Textur bei Weicheisen nach Abb. 1 und 6 entsprechenden Aufnahmen gleichartig gefunden worden.

Rekristallisationstextur. Glühen bei Temperaturen zwischen 550 und 840° (20 Min.) ergab stets praktisch das gleiche Röntgenbild für die Grundstellung (Abb. 7 und 8), das sich auch in den wesentlichen Zügen mit dem von Glocker[1] gebrachten deckt.

[1] Wever: a. a. O.

[2] Vgl. auch Z. Jeffries: Trans Am. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 70, S. 303 bis 327. 1924; S. T. Konobejewski: Z. Phys. Bd. 39, S. 415 bis 426. 1926.

[1] R. Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen. S. 338. Berlin 1927.

Digitized by Google

Die Polfiguren (Abb. 9 und 10) für die Würfelflächen und Dodekaederflächen zeigen aber auch hier wieder, daß die Lagenmannigfaltigkeit mit einer einzigen Kristallage nicht erfaßt werden kann. Es muß vielmehr auch hier neben der von Glocker angegebenen Lage:

1. Walzebene ∦ (100); Walzrichtung ∾ 15° von [011] entfernt, mindestens noch eine zweite angenommen werden:

2. Walzebene ∥ (111); Walzrichtung ∥ (112).

Auch dann noch bleiben ausgedehntere Bereiche zweiter Intensität unerfaßt, welche durch die Anwesenheit einer dritten Lage erklärt werden können:

3. Walzebene ∥ (112); Walzrichtung ∾ 15° von [110] entfernt.

Die letzte Lage ist in den Polfiguren (Abb. 9 und 10) nicht mit eingezeichnet. Der Beweis für die Anwesenheit der angeführten Flächen in der Walzebene läßt sich wieder durch eine entsprechende Aufnahme (Abb. 11) führen, bei der die Reflexionskreise nahezu die Blechnormale schneiden. Am Äquator erkennt man wieder auf allen drei Reflexionskreisen: 200, 112 und 222 die entsprechenden Intensitätsanhäufungen. Das Bild sieht fast wie die entsprechende Aufnahme der Walztextur (Abb. 6) aus, nur ist der 222-Fleck am Äquator wesentlich kräftiger.

Gleiche Aufnahmen wie geglühtes Elektrolyteisen ergab auch geglühtes Weicheisen. Die Lage 2 scheint jedoch verhältnismäßig schwächer zu sein.

Bemerkenswert ist es danach beim Eisen, daß anscheinend zwischen Walz- und Rekristallisationstextur ein einfacher Zusammenhang besteht. Von den Walzlagen ist eine auch im rekristallisierten Blech erhalten geblieben. Die beiden anderen Rekristallisationslagen gehen aus den beiden restlichen Walzlagen durch Drehung in der Walzebene um rund 15° hervor. Die Rekristallisationslagen sind also durch die Walzlagen schon in gewisser Weise vorgezeichnet. Jedoch ist nach der Rekristallisation das Intensitätsverhältnis der Lagen, wenn man sie entsprechend der obigen Kennzeichnung als zusammengehörig ansieht, verschoben.

Die Rekristallisationstextur bleibt eigentümlicherweise auch zum Teil erhalten, wenn oberhalb des Umwandlungspunktes im γ-Gebiet geglüht wird. Aufnahmen der von 950 und 1000° langsam erkalteten Proben lassen nach Abb. 12 trotz der Grobkörnigkeit noch deutlich eine gesetzmäßige Lagerung der Kristalle erkennen, welche anscheinend die gleiche ist wie bei niedriger geglühten Blechen. Und auch eine von 1000° abgeschreckte Blechprobe zeigt entsprechend Abb. 13 noch andeutungsweise eine Textur. Der Umbau des Kristallgitters von der α- in die γ-Modifikation muß danach also in beiden Richtungen unter gesetzmäßiger Orientierung der beiden Modifikationen zueinander vor sich gehen. Zur Klärung dieser Zusammenhänge ist eine Untersuchung an einzelnen Kristallen in Angriff genommen worden.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaften verdanken wir Mittel zum Ausbau unserer Röntgenanlage.

Über den Mechanismus der Stahlhärtung.

Von **G. Kurdjumow** und **G. Sachs**[1].

Die Härtung von Kohlenstoffstahl durch Abschrecken ist bekanntlich an die Umwandlung des bei hohen Temperaturen beständigen γ-Eisens (Austenit) in das bei Raumtemperatur beständige α-Eisen gebunden. Der Austenit enthält den Kohlenstoff bis zu einem gewissen Höchstbetrag in fester Lösung, während α-Eisen nur eine sehr geringe Menge Kohlenstoff im Gitter zu halten imstande ist.

Beim Abschrecken von Kohlenstoffstahl aus dem γ-Gebiet bleibt die kubisch-flächenzentrierte γ-Phase teilweise erhalten. Zum anderen Teil wandelt sie sich in eine sonst nicht beständige tetragonale Phase um, welche nur wenig von der kubisch-raumzentrierten α-Phase abweicht, aber noch den Kohlenstoff in Lösung enthält[2]. Beim Anlassen baut sich dann die tetragonale Kristallart anscheinend unter Ausscheidung des Kohlenstoffs in das stabile α-Eisen um.

Über den Mechanismus dieser „Martensitumwandlung" ist bisher nichts Sicheres bekannt. Bain[1] stellt sich vor, daß eine tetragonalkörperzentrierte Elementarzelle des Austenits durch Schrumpfung in der einen Richtung und Ausdehnung in den beiden anderen in die kubisch-raumzentrierte des α-Eisens übergeht. Eine Bestätigung für diese Anschauung konnte bisher nicht erbracht werden, es sei denn, daß man die Existenz der tetragonalen Phase dafür nimmt. Diese stellt nämlich einen Zwischenzustand bei diesem Übergang dar. Jeffries[2] vermutet eine Verwachsung von Oktaederflächen des Austenits mit Dodekaederflächen des α-Eisens, wie es auch bei Nickeleisen der Fall ist. Versuche, einen solchen Zusammenhang festzustellen, führten jedoch nicht zu einem eindeutigen Ergebnis.

Unabhängig davon konnte auch im Verlaufe früherer Untersuchungen des einen von uns mit Iwensen[3] beobachtet werden, daß in ursprünglich grobkörnigem Austenit in der Nähe von 111-Flecken des Austenits häufig 011-Flecken der tetragonalen Phase oder des

[1] Original: Z. Phys. Bd. 64, S. 325 bis 343. 1930.

[2] W. L. Fink und E. D. Campbell: Trans. Am. Soc. Steel Treat. Bd. 9, S. 717. 1926; N. Seljakow, G. Kurdjumow und N. Goodzow: Z. Phys. Bd. 45, S. 384 bis 408. 1927; G. Kurdjumow und E. Kaminsky: ebenda Bd. 53, S. 696 bis 707. 1929; G. Kurdjumow: ebenda Bd. 55, S. 187 bis 198. 1929; K. Honda und S. Sekito: Sc. Reports Tohoku Imp. Univ. Bd. 17, S. 743 bis 760. 1928; S. Sekito: ebenda Bd. 18, S. 69 bis 77. 1929; F. Wever: Naturwissensch. Bd. 18, S. 452 bis 459. 1930.

[1] E. C. Bain: Trans. Am. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 70, S. 25 bis 46. 1924.

[2] Z. Jeffries: Trans. Am. Soc. Steel Treat. Bd. 13, S. 369 bis 404. 1928.

[3] A. A. Iwensen und G. W. Kurdjumow: Vortrag a. d. 2. Kongreß für Metallkunde in Moskau am 6. Mai 1930.

Digitized by Google

α-Eisens auftraten. Dies ist dahin zu deuten, daß diese beiden Flächen einander parallel liegen. Für die Entstehung einer solchen gesetzmäßigen Orientierung wurde ferner die Vorstellung aufgestellt, daß der Übergang durch eine mechanische Schiebung längs der Oktaederfläche erfolgt, welche nach einer zusätzlichen Verzerrung das flächenzentrierte Gitter in ein raumzentriertes (tetragonales oder kubisches) überführt. Dadurch würde sich auch die bekannte Tatsache erklären, daß der Umwandlungsvorgang in starkem Maße von mechanischen Vorgängen beeinflußt wird. Eingehende Untersuchungen führten auch Scheil[1] zu der Annahme, daß besonders Schubkräfte die Martensitumwandlung fördern.

Eine begründete Vorstellung von dem Mechanismus der Martensitumwandlung kann danach aufgestellt werden, wenn die genaue Orientierung der tetragonalen Phase zum Austenit bekannt ist. Diese Aufgabe wurde durch die Herstellung einzelner Austenitkristalle, die in Wasser abgeschreckt und Röntgenuntersuchungen unterworfen wurden, gelöst. In dem teilweise umgewandelten Austenitkristall sind die Teilchen der tetragonalen Phase bzw. des α-Eisens streng gesetzmäßig eingelagert. Dem allgemeinsten Fall kubischer Symmetrie entsprechend kommt diese Lage in 24facher Vervielfältigung vor. Ihre Entstehung kann in der Tat auf Schiebungen zurückgeführt werden, welche allerdings verwickelter sind als ursprünglich angenommen wurde. Der in Wirklichkeit eintretende Gitterumbau ist vor anderen Möglichkeiten durch einen besonders kurzen Weg ausgezeichnet.

Herstellung gehärteter Austenitkristalle. Ein großer Kristall von Austenit konnte nach einigen Vorversuchen durch langsame Erstarrung hergestellt werden. In einem Tonerdetiegel von rund 10 mm Innendurchmesser wurde in einem mit gereinigtem Stickstoff beschickten Kohlerohrofen ein Stangenabschnitt von 9,5 mm Durchmesser eines Stahles mit rund 1,4% C bei 1600° C eingeschmolzen[2]. Der Tiegel wurde dann an eine Stelle starken Temperaturgefälles gebracht und die Temperatur (der Ofenmitte) auf rund 1100° erniedrigt. Nach etwa $1^1/_2$ St. wurde der Tiegel herausgezogen, in Wasser geworfen und zerschlagen.

Der auf diese Weise gewonnene Stab von 10 mm Durchmesser und 70 mm Länge brach leicht unter Hammerschlägen, wobei er sich etwas deformierte. Die Bruchflächen waren uneben und rauh, zeigten aber nichtsdestoweniger ausgesprochene kristallographische Reflexe, ähnlich wie geätzte Aluminiumkristalle, und zwar anscheinend von Würfelflächen.

Der Kristallstab war nicht dicht, sondern wies an den Bruchstellen, besonders im oberen Teil entsprechend Abb. 1, röhrenförmige, parallele Hohlräume mit zackigen Rändern auf, die zur Stabachse um einen gewissen Winkel geneigt waren. Bei näherer Betrachtung erwiesen sie sich als Folge des dendritischen Aufbaues der Probe, welcher auch, wie Abb. 2 zeigt, bei einem geätzten Längsschnitt deutlich hervortritt.

[1] E. Scheil: Arch. Eisenhüttenwes. Bd. 2, S. 375. 1928/29; Z. anorg. Chem. Bd. 183, S. 98 bis 120. 1929.

[2] Der Firma F. Krupp, Essen, sowie den Herren Prof. Deiß und Prof. Hanemann sind wir für Überlassung geeigneten Materials zu Dank verpflichtet.

Das Gefüge der Kristallprobe erwies sich als martensitisch. Abb. 3 zeigt ein Schliffbild mit der kennzeichnenden Nadelstruktur.

Aus dem Kristallstab wurden dann durch Schleifen und Ätzen für Röntgenuntersuchungen runde und flache Stäbchen von einigen Millimetern Länge und einigen

Abb. 1. Bruchfläche eines abgeschreckten Austenitkristalls mit dendritischen Hohlräumen (2,5mal vergrößert).

Abb. 2. Makroschliffbild eines abgeschreckten Austenitkristalls (geätzt mit 2% alk. HNO_3; 2mal vergrößert).

$^1/_{10}$ mm Stärke herausgearbeitet. Dabei wurde die Längsachse dieser Stäbchen möglichst parallel den dendritischen Zeichnungen gehalten. Drehaufnahmen (Fe-Strahlung)[1] solcher Proben ergaben dann gemäß Abb. 4 zunächst stets die einem regulär-flächenzentrierten Kristall bei Drehung um eine Würfelkante zugehörigen Interferenzen. Es sind dies besonders auf dem Äquator die 200- und 220-Flecken. Außerdem finden sich eine

Abb. 3. Mikroschliffbild eines abgeschreckten Austenitkristalls (geätzt mit 2% alk. HNO_3; 150mal vergrößert).

größere Zahl der Interferenzen eines tetragonalen Zwischengitters mit $c/a \sim 1{,}06$ stets in der gleichen symmetrischen Anordnung vor. Die 011- und 110-Kreise des tetragonalen Gitters fallen bei der geringen Auflösung der Aufnahmen praktisch mit dem 111-Kreis des Austenits zusammen. Charakteristisch für das tetragonale Gitter sind besonders die 002- und 200-Flecken, die sich zu je zweien übereinander dicht über und unter

[1] Die Aufnahmen sind mit einer Müller-Kreuzfokus-Röhre mit Fe-Antikathode, die an einen Seifert-Spektroanalytapparat angeschlossen war, gemacht worden. Aufnahmebedingungen: 40 kV, 20 mA, 2 St., Kamera 57 mm Durchmesser.

Digitized by Google

dem Äquator vorfinden. Bisweilen fanden sich auch an Stelle der tetragonalen Interferenzen in nahezu gleicher Anordnung die Interferenzen des α-Eisens vor, vermutlich infolge Erwärmung der Proben beim Schleifen und Ätzen.

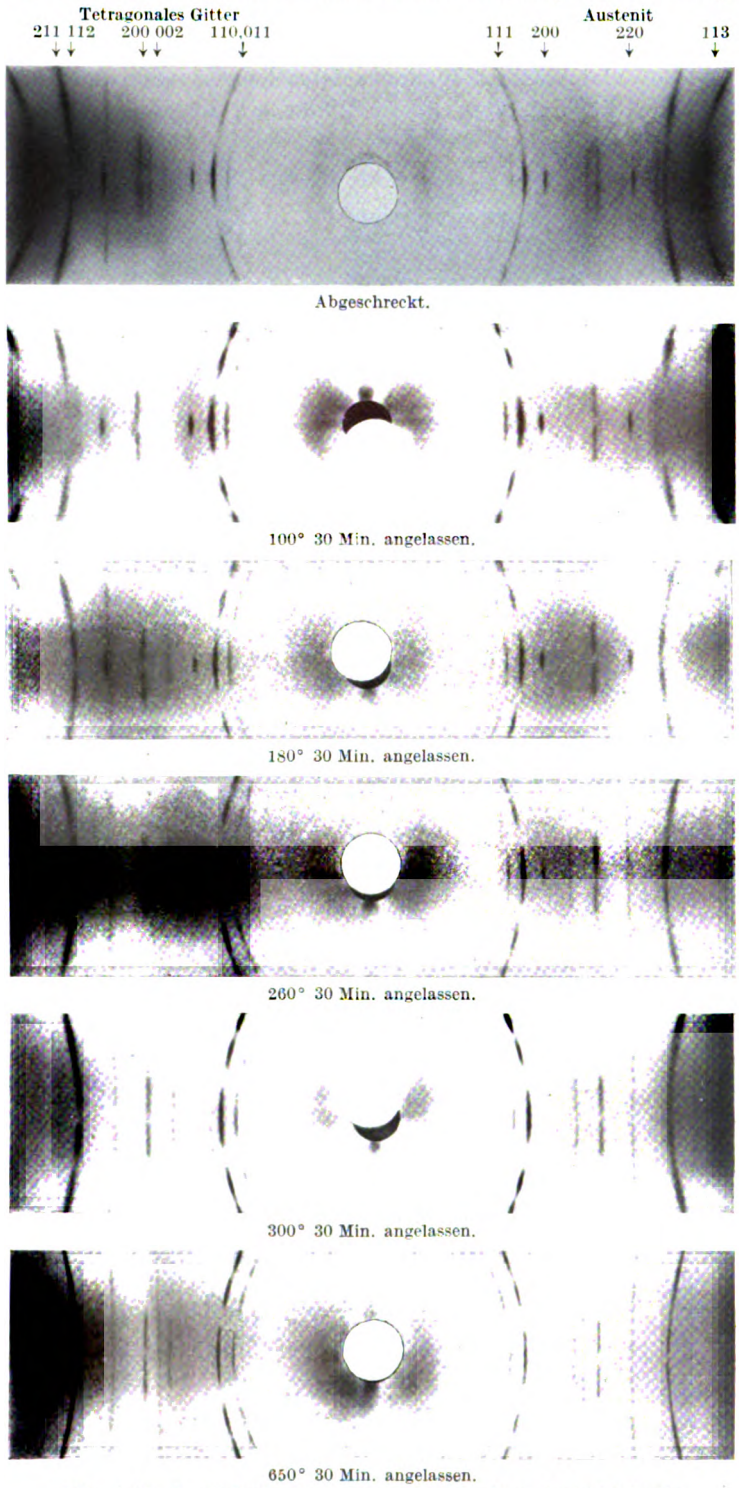


Abb. 4 bis 9. Drehaufnahmen eines abgeschreckten Austenitkristalls; bei verschiedenen Temperaturen angelassen.

Die symmetrische Anordnung der Interferenzflecken zeigt, daß die Kristalle der tetragonalen Phase und des α-Eisens gesetzmäßig zum Austenit-Mutterkristall angeordnet sind. Die große Zahl der Flecken weist aber darauf hin, daß die Anordnung eine ziemlich verwickelte sein muß.

Veränderungen beim Anlassen. Zunächst wurde ein Probe mit tetragonalem Gitter bei verschiedenen Temperaturen angelassen und hiervon Drehaufnahmen hergestellt. Abb. 4 bis 9 bringen eine Auswahl davon, und Tab. 1 gibt eine Zusammenstellung der aus den Röntgenaufnahmen möglichen Feststellungen.

Beim Anlassen auf 100° geht, wie bekannt[1], das tetragonale Gitter allmählich in

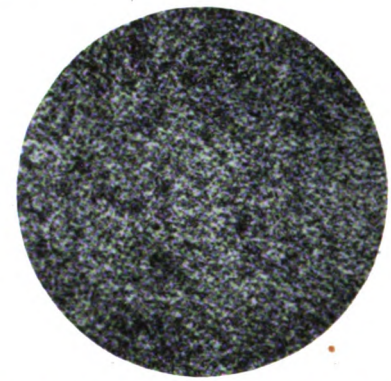


Abb. 10. Mikroschliffbild eines abgeschreckten und auf 650° angelassenen Austenitkristalls.

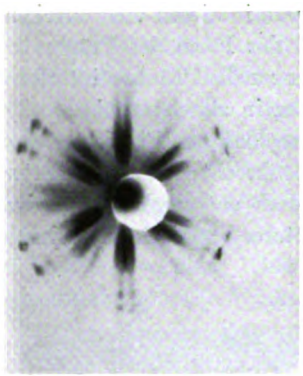
das kubische des α-Eisens über. Dies äußert sich in den Aufnahmen (Abb. 5) darin, daß die tetragonalen 002-Reflexe allmählich verschwinden, während die 200-Reflexe stärker werden, da diese für das tetragonale und kubische Gitter praktisch zusammenfallen. Kleine Ortsveränderungen sind erst bei genauerem Ausmessen festzustellen. Ferner trennen sich die 111-Reflexe des Austenits von den 011-Reflexen des α-Eisens. Diese Tatsachen beweisen auch ohne genauere Ausmessung, daß das neue kubische Gitter ein kleineres Volumen als das tetragonale hat; der

[1] G. Kurdjumow und E. Kaminsky: Z. Phys. Bd. 53, S. 696 bis 707. 1929; G. Kurdjumow: ebenda Bd. 55, S. 187 bis 198. 1929.

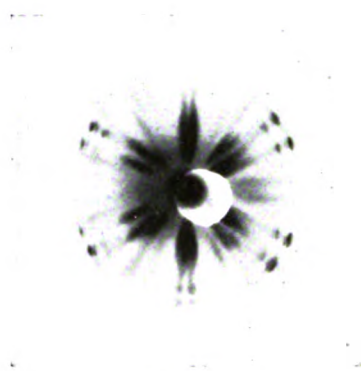
Tabelle 1. Zustand eines Austenitkristalls nach dem Abschrecken und Anlassen.

Behandlung	Phasenzusammensetzung	Bemerkungen
Abgeschreckt	Austenit + Tetragonales Gitter	Stark verschleierte Aufnahmen
100°, 30 Min. angelassen	Austenit + Tetragonales Gitter (+ α-Eisen)	
+ 100°, 60 Min. angelassen	Austenit + Tetragonale Phase + α-Eisen	Mit wachsender Anlaßtemperatur zunehmende Verschärfung der Interferenzen des α-Eisens
+ 180°, 30 Min. angelassen	Austenit + α-Eisen	
+ 260°, 30 Min. angelassen	(Austenit +) α-Eisen	
+ 300°, 30 Min. angelassen	α-Eisen	
+ 500°, 30 Min. angelassen	α-Eisen + Zementit	Klarere Aufnahmen
+ 650°, 30 Min. angelassen		

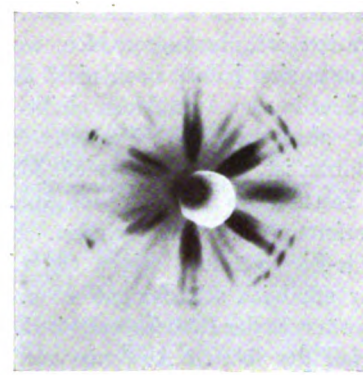
Digitized by Google



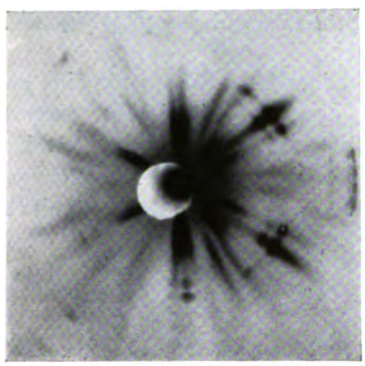
−47,5°



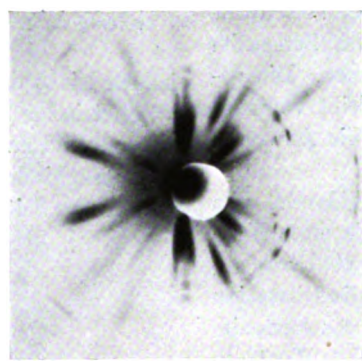
−42,5°



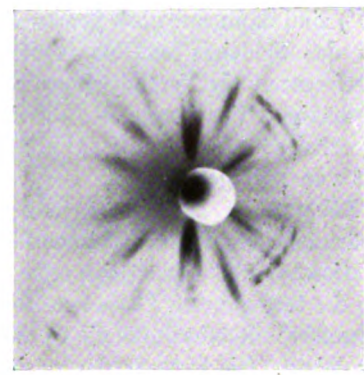
−37,5°



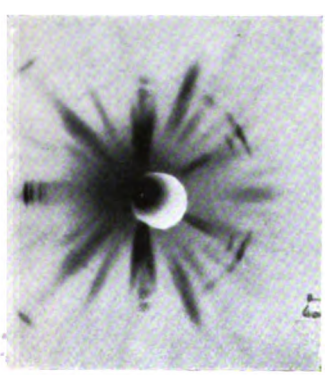
−32,5°



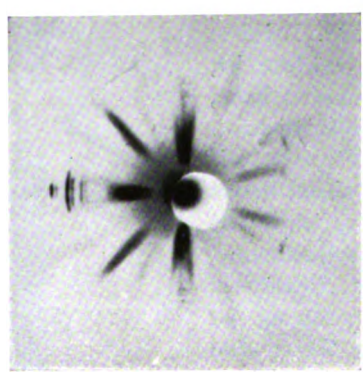
−27,5°



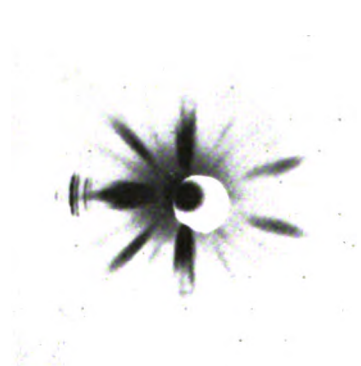
−22,5°



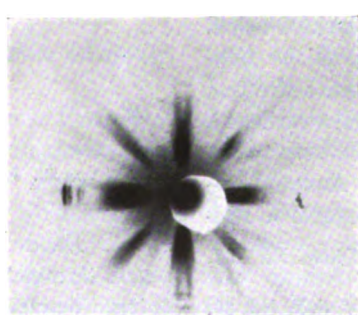
−17,5°



−12,5°



−7,5°



−2,5°

Abb. 11 bis 20. Röntgenaufnahmen eines teilweise in Martensit zerfallenen Austenitkristalls in verschiedenen Richtungen (die 0-Lage entspricht annähernd einer Aufnahme in der Richtung einer Würfelkante des Austenits, ± 45° annähernd in der Richtung einer Flächendiagonale).

Digitized by Google

Kohlenstoff muß also bei diesem Übergang, wie es zu erwarten ist, herausgeworfen werden. Zementitinterferenzen sind jedoch noch nicht festzustellen. Auch der Schleier in den Aufnahmen bleibt ähnlich stark wie bei den abgeschreckten Proben. Worauf dies zurückzuführen ist, ist zunächst nicht klar.

Von 260° ab beginnen nach Abb. 7 und 8 die Austenitinterferenzen zu verschwinden. Das Interferenzmuster des α-Eisens ändert seinen Ort nicht; die Linien sind aber erheblich schärfer geworden. Eine kontinuierliche Schwärzung der Interferenzkreise ist nicht erkennbar. Der Zerfall des letzten Austenits muß also wieder in der gleichen gesetzmäßigen Weise erfolgen. Bis 300° finden sich immer noch keine Zementitinterferenzen, und auch der Schleier ist kaum weniger schwach geworden.

Beim Anlassen auf höhere Temperaturen (500 und 600°) sind dann nur noch gemäß Abb. 9 das Verschwinden des Schleiers und das Auftreten von Zementitinterferenzen als Veränderungen zu erkennen. Die gesetzmäßige Orientierung der α-Kristalle bleibt vollständig erhalten. Ein Schliff (Abb. 10) zeigt die Anwesenheit von körnigem Perlit.

Bekanntlich beobachtet man beim Anlassen von gehärtetem Stahl drei Volumeneffekte. Die erste Kontraktion bei 100° erklärt sich ohne weiteres als Übergang von der tetragonalen Phase zum a-Eisen. Die Dilatation gegen 250° entsteht durch die Umwandlung des Austenits in α-Eisen. Die Ursache der zweiten, starken Kontraktion gegen 300° ist jedoch nicht klar. Immerhin scheint sie der Bildung röntgenographisch feststellbarer Zementitkriställchen zu entsprechen. Es liegt nahe, dabei an ein Schließen von Lücken infolge der Koagulation der α-Eisen- und Zementitkriställchen zu denken[1]. Bei dem Umwandlungsvorgang, der, wie noch zu erörtern ist, durch mechanische Schiebungen erklärt werden kann, ist die Bildung solcher Kanäle sehr wahrscheinlich.

Orientierung der Kristalle im Martensit. Die gesetzmäßige Anordnung der Kristalle in einem derart verwickelten Falle, wie dem vorliegenden, ist zuverlässig nur durch Konstruktion von Flächenpolfiguren, etwa mit Hilfe einer größeren Zahl von Aufnahmen feststellbar, in gleicher Weise wie die Anordnung der Kristalle in einem Walzblech[2]. Zu diesem Zweck sind von je einer Probe mit tetragonalen und mit α-Eisenkristallen 10 bis 15 Aufnahmen in verschiedenen Richtungen hergestellt worden, wobei die Proben um ihre — wieder zum Röntgenstrahl senkrecht orientierte — Längsrichtung insgesamt um 45 bis 60° gedreht wurden. Daß dabei in monochromatischem Röntgenlicht (Mo-Strahlung)[3] überhaupt Röntgeninterferenzen auftreten, liegt daran, daß hier keine idealen Kristalle vorliegen, sondern die Kristallflächen um einige Grade verkrümmt sind. Abb. 11 bis 20 geben zunächst eine Auswahl solcher Aufnahmen für eine Probe mit tetragonalen Einlagerungen wieder. (Daß in diesen viele Flecken doppelt erscheinen, rührt von der Form des Präparates her.)

Das Aufsuchen der zu den Röntgeninterferenzen zugehörigen Flächenlagen in stereographischer Projektion läßt zunächst erkennen, daß das Einrichten der Würfelkante des Austenits senkrecht zum Röntgenstrahl nicht vollkommen war. Durch entsprechende, geringe Drehbewegungen in der stereographischen Projektion kann

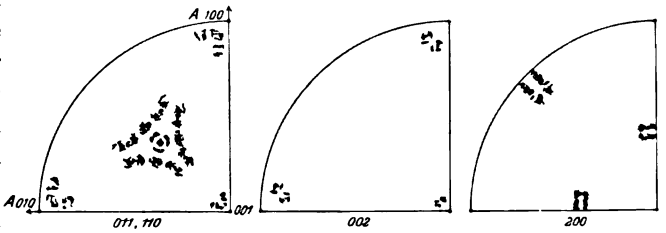


Abb. 21 bis 23. Austenitkristall mit tetragonalen Einlagerungen. Auswertung der Röntgenaufnahmen in stereographischer Projektion.

jedoch leicht der experimentelle Befund für eine genau symmetrische Lage des Austenitkristalls dargestellt werden, und zwar naturgemäß am besten so, daß in der stereographischen Projektion am Pol, im Mittelpunkt und an der Seite je eine Kristallachse des Austenits aus-

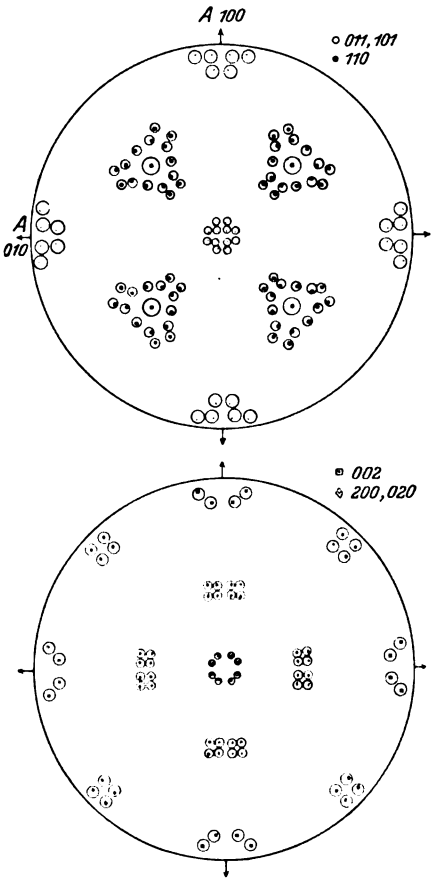


Abb. 24 und 25. Flächenpolfiguren für die Orientierung der tetragonalen Kristalle zum Austenit.

sticht. Da der ganze Vorgang offensichtlich der kubischen Symmetrie entsprechen muß, führen dann die entsprechenden Symmetrieoperationen zu einem sehr vollständigen Bilde der vorhandenen Flächenlagen, den sogenannten Flächenpolfiguren.

Abb. 21 bis 23 zeigen zunächst den auf diese Weise gewonnenen, unmittelbaren experimentellen Befund für

[1] G. Tammann und E. Scheil: Z. anorg. Chem. Bd. 157, S. 1 bis 21. 1926.

[2] Vgl. G. Sachs und E. Schiebold: Z. V. d. I. Bd. 69, S. 1557 bis 1561, 1601 bis 1604. 1925; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 873 bis 888. 1927.

[3] Die Aufnahmen sind unter den gleichen Bedingungen wie früher durchgeführt; vgl. G. Kurdjumow und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 62 S. 592 bis 599. 1930.

Digitized by Google

je einen Quadranten der Polfiguren, und zwar Abb. 21 für die 110- und 011-Flächen, die nicht unterscheidbar sind, Abb. 22 für die 002-Flächen und Abb. 23 für die 200-Flächen der tetragonalen Kristalle. In Abb. 24 und 25 sind dann die danach gezeichneten Flächenpolfiguren wiedergegeben.

In gleicher Weise sind auch für einen teilweise in α-Eisen zerfallenen Austenitkristall die Kristallorientierungen bestimmt worden. Abb. 26 bis 28 zeigen wieder einige Aufnahmen. Die Winkelangaben entsprechen

Abb. 26 bis 28. Röntgenaufnahmen eines Austenitkristalls mit Einlagerungen an α-Eisenkristallen.

nahe denjenigen für die Probe mit tetragonalen Kristallen. Die Unterschiede der entsprechenden Aufnahmen sind gering. Auch die Flächenpolfiguren für die α-Eisenkristalle (Abb. 29 und 30) zeigen ein sehr ähnliches Bild wie für die tetragonalen Kristalle.

Die in Abb. 24 und 25 bzw. Abb. 29 und 30 eingetragenen Punkte entsprechen einer einfachen Kristalllage, welche dem allgemeinsten Fall kubischer Symmetrie entsprechend 24mal vorkommt. Wie ersichtlich, wird der experimentelle Befund durch diese Kristallage recht gut wiedergegeben. Die Lage ist dadurch gekennzeichnet, daß der aus Tab. 2 ersichtliche Zusammenhang zwischen dem Gitter des Austenits und dem der tetragonalen Phase bzw. dem des α-Eisens besteht.

Tabelle 2. Orientierungszusammenhang zwischen Austenit, tetragonaler Phase und α-Eisen.

Tetragonale Phase zu Austenit				α-Eisen zu Austenit			
(011)	∥	(111)		(011)	∥	(111)	
[111]	∥	[10$\bar{1}$]		[111]	∥	[10$\bar{1}$]	
(001)	9°	von	{100}	(001)	10,5°	von	{100}
(100)	4,5°	von	{110}	(100)	5,5°	von	{110}
(010)	8°	von	{110}	(010)	10°	von	{110}

Der Mechanismus der Martensitumwandlung. Die Kristalle der tetragonalen Phase und des α-Eisens

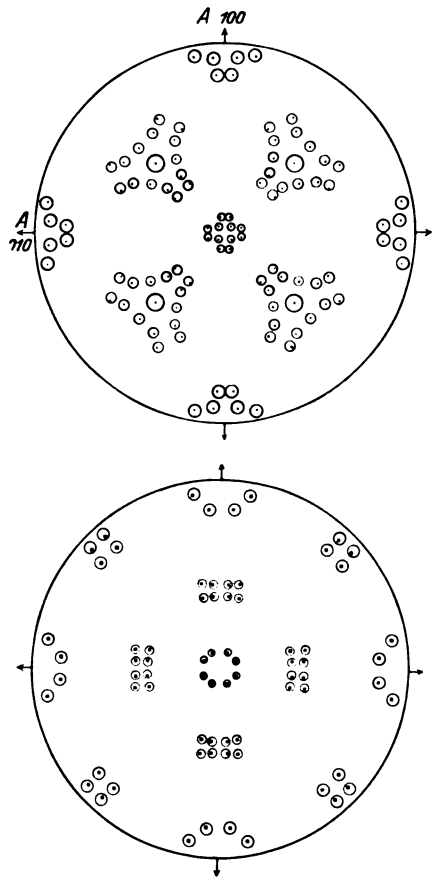


Abb. 29 und 30. Flächenpolfiguren für die Orientierung der α-Eisenkristalle zum Austenit.

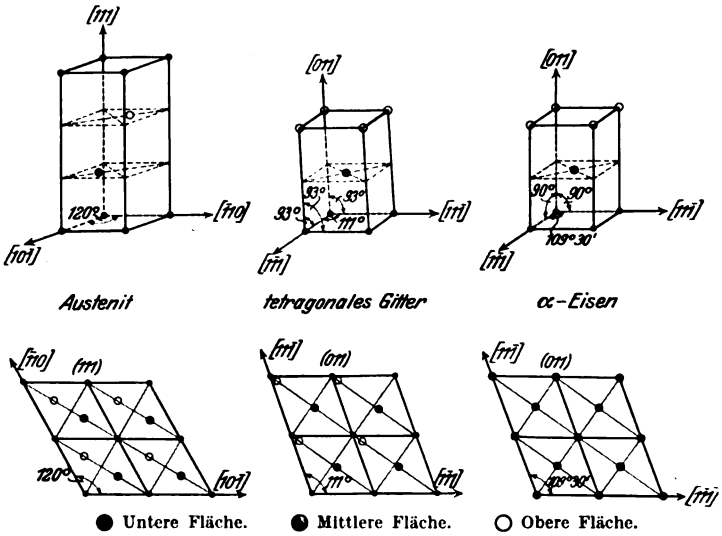
liegen also mit einer {101}-Fläche einer (111)-Fläche des Austenits und mit einer [1$\bar{1}$1]-Richtung einer [10$\bar{1}$]-Richtung des Austenits parallel.

Diese Orientierung kann man sich in folgender Weise durch einfache Schiebungen, verbunden mit geringen Dimensionsänderungen entstanden denken:

Zwischen dem kubisch-flächenzentrierten Gitter und dem tetragonal- bzw. kubisch-raumzentrierten Gitter besteht ein anschaulicher Zusammenhang, wenn gemäß Abb. 31 bestimmte Elementarzellen anderer Symmetrie ins Auge gefaßt werden. Für das flächenzentrierte Gitter wählen wir eine Zelle mit einer {111}-Fläche als Basis, und für die raumzentrierten eine Zelle mit einer {011}-Fläche als Basis. Fassen wir die Kanten dieser Zelle als neue Achsen auf, so können wir z. B. das kubisch-

Digitized by Google

flächenzentrierte Gitter als trigonal mit drei Atomen in der Elementarzelle auffassen, mit den Koordinaten 000, $\frac{2}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{2}{3}$. Abb. 31 gibt die Abmessungen, Winkelbezeichnungen und Atomlagen für diese Zellen an. Für das tetragonale Gitter ist dabei als Achsenverhältnis $c/a = 1{,}06$ zugrunde gelegt.



● Untere Fläche. ◉ Mittlere Fläche. ○ Obere Fläche.

Abb. 31 und 32. Gitterbeziehungen bei der Martensitumwandlung von Stahl.

Abb. 32 stellt weiterhin die Projektionen der Atome auf die Grundflächen dieser Zellen dar. Die verschiedene Schraffur der die Atome veranschaulichenden Punkte deutet ihre verschiedene Höhenlage an. Man erkennt nun aus Abb. 32, daß man sich gemäß der ursprünglichen Vorstellung des einen von uns mit Iwensen das körperzentrierte Gitter aus dem flächenzentrierten dadurch entstanden denken kann, daß 1. die (111)-Flächen des

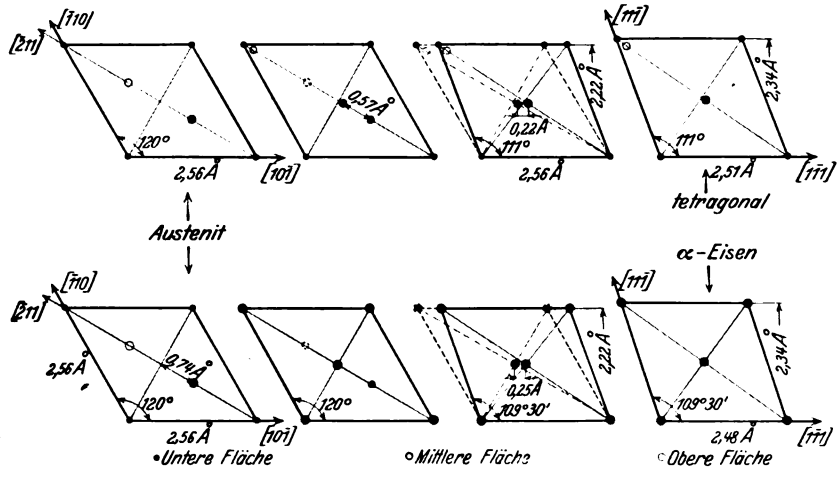


Abb. 33 und 34. Übergang vom kubisch-flächenzentrierten Austenit in ein raumzentriertes tetragonales und kubisches Gitter durch einfache Schiebungen.

flächenzentrierten Gitters in verschiedener Höhenlage gegeneinander in der [211]-Richtung eine einfache Schiebung erleiden, und 2. die Basisrhomben ihre Winkel und in geringem Maße ihre Abmessungen ändern. Die (111)-Fläche des Austenits wird damit zur (011)-Fläche des raumzentrierten Gitters.

Die vorliegende Untersuchung zeigt nun weiterhin, daß die Richtung [101] des Austenits parallel der Richtung [111] der raumzentrierten Gitter bleibt, d. h. daß eine Kante der Grundfläche (Abb. 33 und 34) in ihrer Lage erhalten bleibt. Die zunächst als Verzerrung der Grundfläche angesehene Umformung läßt sich danach, wie Abb. 33 und 34 zeigen, einfacher ebenfalls als einfache Schiebung auffassen. Abb. 33 und 34a geben zunächst wieder die Projektion des flächenzentrierten Gitters wieder, Abb. 33 und 34b veranschaulichen, wie es durch einfache Schiebung mit (111) als Gleitfläche und [211] als Gleitrichtung in die erste Zwischenform übergeht. Abb. 33 und 34c zeigen dann das Ergebnis der zweiten Schiebung, wo als Gleitfläche die spätere (211)-Fläche des körperzentrierten Gitters wirksam wird, die im kubischen Gitter senkrecht, im tetragonalen annähernd senkrecht zur Bildebene steht. Im flächenzentrierten Gitter hat diese Fläche keine ausgezeichnete Bedeutung mehr. Abb. 33 und 34d veranschaulichen schließlich die Dimensionsänderungen, die zum endgültigen körperzentrierten Gitter führen. Es ist bemerkenswert, daß diese besonders beim Übergang vom Austenit zum tetragonalen Gitter sehr klein sind und im wesentlichen nur in einer Ausdehnung in der im Bilde senkrechten Richtung bestehen.

Natürlich wird man sich die Umwandlung nicht so zu denken haben, daß diese drei Stufen nacheinander durchlaufen werden, sondern daß die aus ihrer Überlagerung resultierende Bewegung eintritt. Diese ist dadurch vor anderen geometrischen Umbaumöglichkeiten ausgezeichnet, daß die Atome auf dem kürzesten Wege auf ihre endgültigen Plätze gelangen.

Die Ausscheidung des Kohlenstoffs. Es bleibt noch vor allem die Frage nach dem Mechanismus des Überganges vom tetragonalen Gitter in das des α-Eisens offen.

Es wäre einmal denkbar, daß der Kohlenstoff durch Diffusion allmählich herausgeht, derart, daß alle Stadien der Tetragonalität von $c/a = 1{,}06$ bis $c/a = 1$ kontinuierlich durchlaufen werden. Da die einzelnen Teilchen sich nicht alle gleichzeitig umzuwandeln brauchen, würde die Probe infolgedessen inhomogen werden. Ein ähnlicher Fall ist bei einer übersättigten Kupfer-Aluminiumlegierung beim Anlassen festgestellt worden[1].

Es ist aber ebensogut vorstellbar, daß bei Einleitung der Ausscheidung diese örtlich spontan bis zur Sättigungsgrenze abläuft. Ein solcher Mechanismus wurde schon bei der Ausscheidung von Kupfer aus übersättigten Silbermischkristallen festgestellt[2], sowie bei der Umwandlung des kubischen AuCu-Mischkristalls in die tetragonale Form als wahrscheinlich nachgewiesen[3].

[1] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Metallwirtsch. Bd. 8, S. 671 bis 680. 1929.

[2] N. Ageew und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 63, S. 293 bis 303. 1930.

[3] K. Ohshima und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 63, S. 210 bis 223. 1930.

Digitized by Google

Es ist nicht notwendig, diese beiden Fälle als wirkliche Gegensätze aufzufassen. Der jeweilige Zustand des Materials wird ja durch zwei Faktoren bedingt: die Menge des Materials, die in der Zeiteinheit umwandlungsfähig wird, und die Geschwindigkeit, mit der die Ausscheidung des Kohlenstoffs abläuft. Ist die letztere verhältnismäßig klein, so erscheint der Vorgang kontinuierlich, ist sie groß, so haben Zwischenkonzentrationen eine geringe Wahrscheinlichkeit. Letzteres ist besonders dann zu erwarten, wenn durch die Umwandlung viel Wärme frei wird, welche den Vorgang beschleunigt.

Immerhin erscheint es für das Verständnis der Eigenschaften von gehärtetem und vergütetem Stahl von Interesse, den genauen Mechanismus aller Vorgänge kennenzulernen, also im vorliegenden Falle festzustellen, ob der Vorgang dem einen oder anderen Grenzfall nahekommt.

Das Röntgenbild erlaubt hier eine Entscheidung, wenn es beim Zerfall erkennen läßt, ob die Linien des tetragonalen Gitters nach mittleren Konzentrationen hin verwaschen werden, oder ob neben den tetragonalen Interferenzen unmittelbar die kubischen entstehen.

Die bisherigen Beobachtungen wurden im ersteren Sinne gedeutet[1]. Beim Anlassen auf 100° entsteht in Debyeaufnahmen ein kontinuierlicher Untergrund zwischen den 011- und 110-Interferenzen. Das tetragonale Gitter würde danach beim Anlassen alle Stadien der Tetragonalität von $c/a = 1{,}06$ bis $c/a = 1$ und die verschiedensten Konzentrationen an Kohlenstoff durchlaufen. Jedoch erschien nachträglich die Verwischung der Interferenzlinien in den Aufnahmen nicht genügend klar, um besonders diese letztere Schlußfolgerung zu ermöglichen.

Es wurde daher eine Kristallprobe bei 100° verschiedene Zeiten angelassen, und mit Hilfe einer einfachen Vorrichtung jedesmal so eingerichtet, daß im Röntgenbild die Interferenzen der 002-Flächen erschienen. Deren Abstand erleidet beim Übergang vom tetragonalen in das kubische Gitter die stärkste Veränderung von rund 6% und ergibt damit den günstigsten Fall für die Entscheidung der angeschnittenen Frage.

Die Röntgenaufnahmen (Abb. 35) zeigen nun, daß beim Anlassen neben den tetragonalen 002-Flecken bald die kubischen verhältnismäßig scharf erscheinen und allmählich die ganze Intensität übernehmen. Der Übergang erfolgt also besonders im Anfang sprunghaft. Weiterhin tritt aber nach Abb. 35 allmählich eine Verbreiterung und Ortsveränderung der Restflecken ein. Ein Bruchteil der tetragonalen Phase scheint danach seinen Parameter und damit auch den Kohlenstoffgehalt kontinuierlich zu ändern. Über die Einzelheiten dieses Vorganges soll eine genauere in Angriff genommene Untersuchung Aufschluß geben.

Der zeitliche Ablauf des Gitterumbaues wurde noch in der Weise festzustellen versucht, daß von vier Beobachtern unabhängig das Intensitätsverhältnis der tetragonalen zu den kubischen 002-Flecken in Abb 35 geschätzt wurde. Die auf etwa $\pm$ 5% übereinstimmenden Mittelwerte dieser Schätzungen liegen nach Abb. 36 annähernd auf einer logarithmischen Kurve.

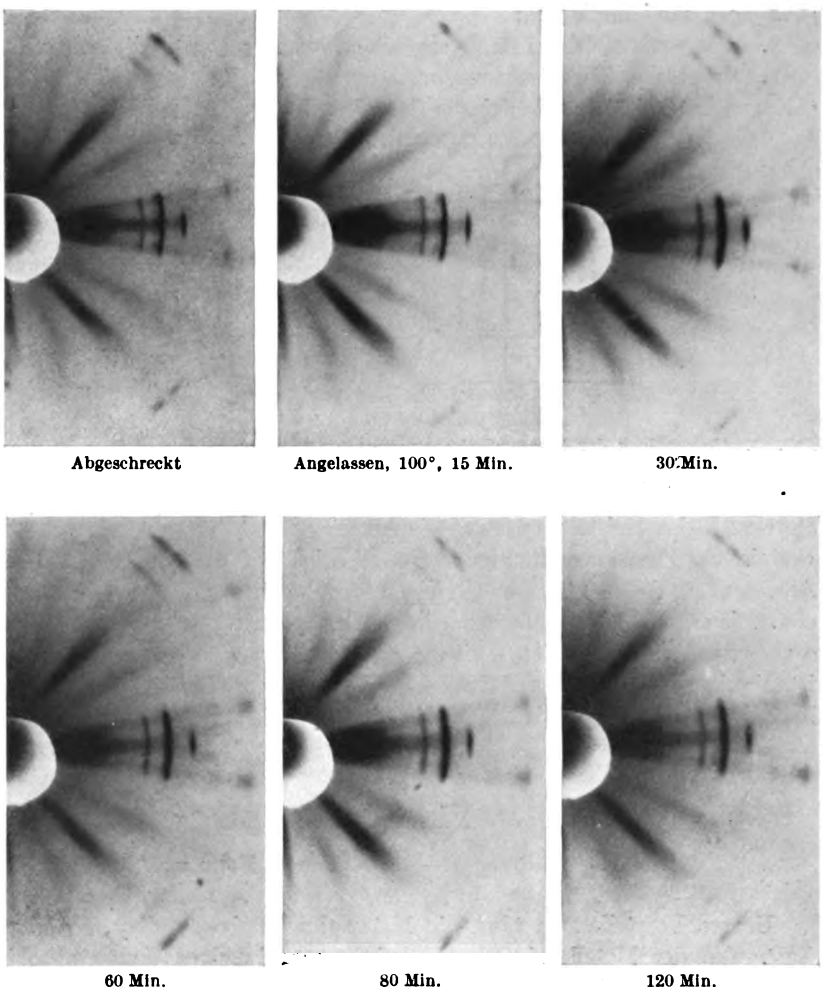


Abb. 35. Zerfall des tetragonalen Gitters in gehärtetem Stahl.

Das Wesen der Stahlhärtung. Mit Martensit bezeichnet man zweckmäßig zunächst nur den durch große Härte ausgezeichneten Bestandteil in gehärtetem Stahl, der die typische Martensitnadelstruktur aufweist (vgl. Abb. 3). Da die Härte und das Gefüge des abgeschreckten Stahls beim Anlassen zum größten Teil noch bis über 250° erhalten bleiben[1], müssen wir danach auch das Existenzgebiet des Martensits etwa bis zu dieser Temperatur annehmen.

In Bestätigung früherer Arbeiten zeigt sich auch hier wieder, daß dem martensitischen Zustand keine be-

[1] G. Kurdjumow und E. Kaminsky: a. a. O.; G. Kurdjumow: a. a. O.

[1] H. Hanemann und L. Traeger: Stahleisen Bd. 46, S. 1508 bis 1514. 1926.

Digitized by Google

stimmte Phasenzusammensetzung zugeschrieben werden kann. Die Eigenschaften des gehärteten Stahls ändern sich nur in geringem Maße, wenn die tetragonale Phase in die kubische übergeht, die sich ihrerseits kristallgeometrisch nicht nachweislich von α-Eisen unterscheidet.

Die Ursache für die große Härte des Martensits kann danach nur im gehärteten Zustande der bei der Martensitumwandlung entstehenden Kristalle gesucht werden.

Das Röntgenbild ergibt für eine Kennzeichnung des Martensits nach den bisher vorliegenden Untersuchungen zwei Merkmale:

1. die Unschärfe der Interferenzen und
2. die starke Streustrahlung, verbunden mit einer geringen Intensität hochindizierter Interferenzen.

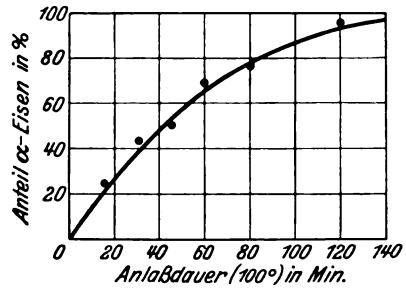


Abb. 36. Umwandlung der tetragonalen Phase in α-Eisen bei 100° C.

Eine Linienverwischung kann allgemein entweder auf sehr kleine Kristalle oder auf die Inhomogenität der chemischen Zusammensetzung oder schließlich auf die Anwesenheit innerer Spannungen zurückgeführt werden. Die ersten beiden Tatsachen sind nach unseren Versuchen noch nicht mit Sicherheit anzunehmen. Dagegen ist die Anwesenheit innerer Spannungen in gehärtetem Material außer Zweifel. Auch daß die Linienschärfe etwa von 150° ab merklich und[1] mit steigender Temperatur langsam zunimmt, entspricht der Tatsache, daß sich dann die Spannungen ganz gleichartig verringern[2].

Die starke Streustrahlung kann unserer heutigen Kenntnis nach nur darauf zurückgeführt werden, daß die Gitteratome nicht ihre ordnungsmäßigen Plätze einnehmen. Das klassische Beispiel hierfür ist die Temperaturbewegung, welche das Gitter dauernd in einem „aufgerauhten" Zustand erhält.

Die inneren Spannungen nehmen nun beim Anlassen wesentlich früher und andersartig ab als die Härte[3], die zum größten Teil in einem schmalen Temperaturbereich abfällt. Dieser Verlauf entspricht andererseits anscheinend dem Verhalten der Streustrahlung und des Intensitätsverhältnisses verschiedener Linien, die bis 300°, soweit solche Aufnahmen mit starker Bremsstrahlung einen Schluß zulassen, fast unverändert bleiben, und sich erst danach deutlich ändern[4]. Wenn also überhaupt Störungen in der Anordnung der Gitteratome für einen Härtungseffekt verantwortlich gemacht werden können, so kommen hierfür vielleicht Abweichungen der Atome von ihren ordnungsmäßigen Plätzen in Frage. Ob ein solcher Zusammenhang tatsächlich vorliegt, können nur gleichzeitig eingehende Messungen der Intensitäten und der Festigkeitseigenschaften entscheiden.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaften sind wir für die weitgehende Unterstützung unserer Untersuchungen zu Dank verpflichtet.

[1] N. Seljakow, G. Kurdjumow und N. Goodzow: a. a. O.; K. Honda und S. Sekito: Sc. Reports Tohoku Imp. Univ. Bd. 17, S. 743 bis 760. 1928.

[2] G. Sachs: Metallwirtsch. Bd. 8, S. 343 bis 347. 1929.

[3] G. Sachs: a. a. O.

[4] Vgl. hierzu insbesondere Abb. 1 bei G. Kurdjumow: a. a. O.

Elektronenbeugung an passivem Eisen I.

Von **E. Rupp** und **E. Schmid**[1].

Unsere Vorstellungen über die Natur des passiven Zustandes der Metalle sind heute keineswegs einheitlich und es erscheint fraglich, ob eine solche Einheitlichkeit überhaupt erzielbar ist, d. h. ob die Passivierung bei verschiedenen Metallen und unter verschiedenen Bedingungen in der Tat nur durch einen einzigen Vorgang bedingt ist. Von der großen Zahl der aufgestellten Theorien sei nur an zwei einander besonders schroff gegenüberstehende Gruppen erinnert[2].

Die Theorien der ersten Gruppe sehen die Ursache des passiven Zustandes in dem Vorhandensein schützender Deckschichten auf dem Metall. Die Deckschicht wird einerseits als dichte, dreidimensionale Haut schwerlöslicher Oxyde angenommen (Oxydhauttheorie von Faraday, Haber, Evans) oder auch als eine adhärierende Sauerstoffschicht, die gewissermaßen „zweidimensionale Oxyde" (oder Hydroxyde) bildet, oder an der Oberfläche des Metalles eine Legierung mit diesem eingeht (Fredenhagen, Tammann und Evans). Im Gegensatz zu diesen Deckschichtentheorien sieht die Modifikationstheorie als primären Vorgang der Passivierung eine Änderung des Metalles selbst an (Schönbein, W. I. Müller, Smits).

Neuere Versuchsergebnisse sind vor allem im Sinne der Oxydhauttheorie gedeutet worden. Die von H. Freundlich, G. Patscheke und H. Zocher[1] entdeckte Vakuumaktivität von Eisenspiegeln zeigte, daß Spiegel, die niemals mit Luft in Berührung waren, auch in der Passivierungssäure aktiv sind. Weiterhin konnte gezeigt werden, daß eines der Hauptargumente gegen die Oxydhauttheorie, daß nämlich aktive und passive Me-

[1] Original: Naturwiss. Bd. 18, S. 459. 1930.

[2] Für Zusammenstellungen der verschiedenen Passivitätstheorien vgl. H. Gerding und A. Karssen: Z. Elektrochem. Bd. 31, S. 135. 1925. — A. M. Hasebrink: Z. Elektrochem. Bd. 34, S. 819 (1928).; W. I. Müller: Korrosion u. Metallsch. Beiheft, S. 8. 1922.

[1] H. Freundlich, G. Patscheke und H. Zocher: Z. phys. Chem. Bd. 128, S. 321. 1927.

Digitized by Google

tallspiegel optisch nicht unterscheidbar seien, nicht zu Recht besteht[1]. Die zum unmittelbaren Nachweis einer Oxydhaut von F. Krüger und E. Nähring[2] unternommenen röntgenographischen Versuche an Eisen-, Nickel- und Chrompulver ergaben jedoch keinerlei Oxydlinien in den Diagrammen der passivierten Proben. Die Dicke etwaiger Oxydschichten müßte demnach außerordentlich klein sein[3].

Wir haben nun die Methode der Elektronenbeugung bei Reflexion eines Elektronenstrahls unter konstantem Einfallswinkel und Variation der Strahlgeschwindigkeit angewendet auf die Frage nach der Struktur der passiven Schicht auf Eisen. Dazu wurden untersucht: 1. Eiseneinkristalle, die in der (001)- und der (011)-Ebene spiegelten, 2. dieselben Kristallflächen durch Salpetersäure passiviert, 3. dieselben Kristalle durch Wasserdampf oxydiert, 4. Hämatit und Magneteisen[4] in Form großer gewachsener Kristalle.

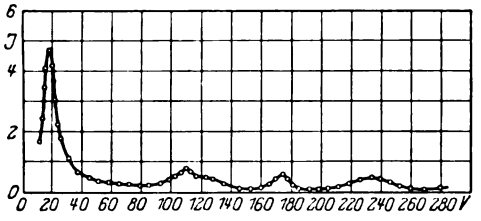


Abb. 1. Reflexion an Fe (001).

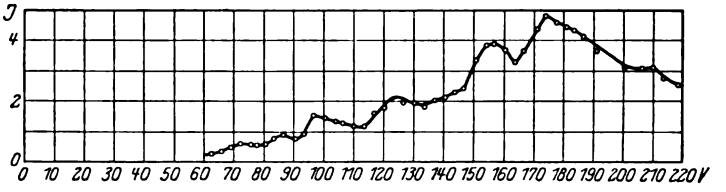


Abb. 2. Reflexion an der passivierten (001)-Fläche.

Für reines Eisen haben wir die folgenden Beugungszacken gefunden[5]:

(001)	$\vartheta = 60°$	V	20	(76)	110	176	(230)
		n	2	2,5	3	3,5	4
		E_0	13,2	(11,5)	13,7	12	(15)
(001)	$\vartheta = 30°$	V	36	56	80	108	—
		n	3	3,5	4	4,5	—
		E_0	14	14	13	11	—
(011)	$\vartheta = 60°$	V	28	85	172	—	—
		n	1,5	2	2,5	—	—
		E_0	13,3	14,5	14	—	—

In der ersten Spalte der Tabelle sind die Indices der reflektierenden Fläche angegeben, ϑ = Einfallswinkel, V = Voltgeschwindigkeit im Beugungsmaximum, n = Ordnungszahl der Reflexion, E_0 = inneres Gitterpotential des Eisens. Man erhält für das innere Gitterpotential des Eisens im Mittel 13,3 Volt[6]. Es traten ferner noch Maxima auf, die Fe_2O_3 zugehören, so bei $V = 134$, 125, 86 und 64 (vgl. später). Die Kurve der Abb. 1 gibt die Reflexion an der Würfelfläche wieder für $\vartheta = 60°$; die Gegenspannung V_g ist $^1/_4$ der Spannung V.

Dieselben Eisenflächen wurden durch Eintauchen in ein Gemisch aus rauchender und nichtrauchender Salpetersäure (Dichte 1,42) und Abspülen mit destilliertem Wasser passiviert. An diesem passivierten Eisen haben wir außer einigen Beugungszacken des reinen Eisens noch die folgenden Maxima gefunden:

(001)	$\vartheta = 60°$	V	70	95	155	210
(011)	$\vartheta = 60°$	V	70	95	—	—
(001)	$\vartheta = 30°$	V	94	—	—	—

Das Maximum bei 95 V ist außerordentlich stark. Wir geben in Abb. 2 eine Kurve der Reflexionen an (001) bei $\vartheta = 60°$ wieder. Die Maxima an der Fläche (001) haben gleiche Voltlage mit denen an (011) bei gleichem Einfallswinkel. Die Lage der Maxima der passiven Schicht bildet sich also unabhängig von der kristallographischen Natur der Unterlage aus. Zu diesen stets auftretenden Maxima kommen gelegentlich noch Maxima bei 125 und 134 V, die Fe_2O_3 zugehören.

Wir erhalten somit das Ergebnis: Die passive Schicht an Eisen läßt sich durch ganz bestimmte Beugungsmaxima charakterisieren.

Diese dem passiven Eisen zukommenden Maxima können wir in folgender Weise analysieren: Wir nehmen an, das innere Gitterpotential des Eisens (13,5 V) gelte auch für die passive Schicht und berechnen für die gefundenen Maxima V aus der Gleichung

$$\left(\frac{n}{d}\right)^2 = \frac{4(E_0 + V\cos^2\vartheta)}{150},$$

für verschiedene Werte der Ordnungszahlen n das Verhältnis n/d[1]. Gehört zu den gefundenen Maxima ein bestimmter Netzebenabstand, so muß für eine bestimmte Folge der Ordnungszahlen n der Wert von d konstant bleiben. Tatsächlich kann man ein konstantes d finden, wie die folgende Tabelle zeigt.

$\vartheta = 60°$	V	70	95	155	210	$\vartheta = 30°$	V	94
	n	3	3,5	4	4,5		V	5
	d	3,32	3,50	3,40	3,42		d	3,34

Innerhalb der Meßgenauigkeit ist d konstant und im Mittel $d = 3{,}40$ A. Wir werden somit zu dem Schluß geführt: Die passive Schicht des Eisens läßt sich durch einen ganz bestimmten Gitterabstand der Größe 3,4 Å charakterisieren.

Im Gegensatz zum reinen Eisen haben wir die passiven Schichten vor den Beugungsmessungen nicht mit schnellen Elektronen beschossen. Erhitzten wir hingegen die

[1] H. Freundlich, G. Patscheke und H. Zocher: Z. phys. Chem., Cohen-Festband Bd. 289. 1927; L. Tronstad: Z. phys. Chem. Bd. 142, S. 1. 1929.

[2] F. Krüger und E. Nähring: Ann. Physik Bd. 84, S. 939 (1927).

[3] Nach Angabe der Autoren hätte eine Oxydschicht von 10 Å-Dicke noch sichtbare Interferenzen ergeben müssen.

[4] Wir möchten Herrn Professor Johnsen für die zur Verfügung gestellten Kristalle bestens danken.

[5] Um die Güte der Reflexionen zu erhöhen, wurde auf die gehobelten Kristallflächen im Hochvakuum Eisen aufgedampft.

[6] Der Wert ist in Übereinstimmung mit den Messungen von E. Rupp: Z. Elektrochem. Bd. 35, S. 587. 1929.

[1] Über das Rechenverfahren s. M. v. Laue und E. Rupp: Ann. Physik Bd. 4, S. 1097. 1930.

Digitized by Google

passive Schicht durch Elektronenbeschießung (∼ 15 kV) auf 300 bis 400° C, so traten die für die passive Schicht charakteristischen Beugungszacken immer mehr zurück, wogegen die des reinen Eisens an Deutlichkeit zunahmen. Die Erhitzung führt also zur Zerstörung der Schicht und stellt den Ausgangszustand weitgehend wieder her. In Abb. 3 geben wir ein Bild der Beugungszacken

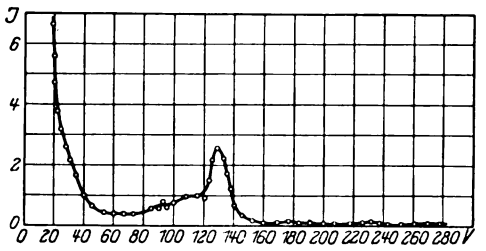


Abb. 3. Reflexion an der passivierten (001)-Fläche nach Erhitzung durch schnelle Elektronen.

an der passivierten und nachträglich erhitzten Schicht. Das bei 125 V stark hervortretende Maximum gehört dem Fe_2O_3 an und war auch in der unverletzten passivierten Schicht schon vorhanden. Maxima des reinen Eisens treten bei 110, 176 und 230 V auf. Das Hauptmaximum der passiven Schicht bei 95 V ist noch erkennbar.

Für den Versuch einer Deutung unserer Ergebnisse sind die beiden Fragen zu diskutieren, ob es sich um eine dreidimensionale Deckschicht handelt, oder ob der gefundene Netzebenenabstand einer zweidimensionalen, adhärierenden Schicht zuzuschreiben ist.

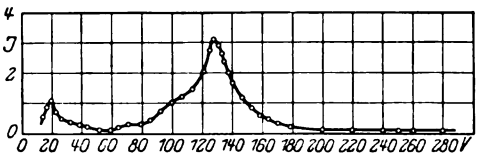


Abb. 4. Reflexion an der durch Wasserdampf oxydierten (001)-Fläche.

Zur Beantwortung der ersten Frage haben wir zunächst die Eisenkristallflächen durch Wasserdampf oxydiert, dann in der Röhre durch Beschießung mit Elektronen von 15 kV stark erhitzt und schließlich die folgenden Beugungszacken gefunden:

(001) $\vartheta = 60°$ V 125
(011) $\vartheta = 60°$ V 63 (106) 123 134

dazu noch einige Maxima des reinen Eisens. Das Maximum bei 125 V ist besonders ausgeprägt. In Abb. 4 teilen wir die Reflexionen an (001) bei $\vartheta = 60°$ mit. Die Gegenspannung V_g ist wieder $^1/_4$ der Spannung V.

Diese Beugungszacken fallen innerhalb der Fehlergrenzen mit denen zusammen, die wir an Hämatit (Fe_2O_3) gefunden haben. Bei Spiegelung an (1011) traten hier für $\vartheta = 60°$ auf (Abb. 5):

V 64 81 125 136

An der Basis von Hämatit fanden wir ein Maximum bei 88 V.

An Magneteisen (Fe_3O_4) wurde an der Fläche (111) ein Maximum bei 105 V erhalten, das mit dem weniger deutlichen des oxydierten Eisens bei 106 V zusammenfallen dürfte, dazu noch ein Maximum bei 57 V.

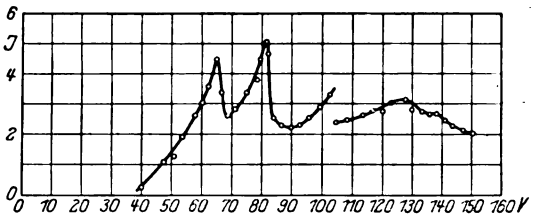


Abb. 5. Reflexion an Hämatit (1011). (Maßstab der linken Kurve auf das 2,5fache der rechten erhöht.)

Die Maxima des passiven Eisens hingegen kommen unter den verschiedenen Ordnungen der von uns untersuchten Flächen nicht vor.

Untersuchungen an anderen Oxyden und Hydroxyden (insbesondere an dem beim Rosten des Eisens eine so hervorragende Rolle spielenden Oxydhydrat FeOOH sind in Vorbereitung.

Wenn bisher für die Auffassung der passiven Schicht als dreidimensionales Gebilde eines Oxyds oder Hydroxyds aus unseren Versuchen kein Anhalt vorliegt, so ist doch auch andererseits ihre Natur als zweidimensionale Haut nicht unmittelbar zu erweisen. Der Grund, der jedoch nach unserer Auffassung für eine zweidimensionale Oberflächenschicht spricht, ist folgender: Wir haben die Maxima unter Zugrundelegung des inneren Gitterpotentials des Eisens erklären können. Das elektrische Feld des Eisens muß also noch durch die passive Schicht durchgreifen, deren Dicke daher höchstens einige Netzebenenabstände des Eisens betragen könnte. In Übereinstimmung mit dieser Vorstellung ist der berechnete Gitterabstand unabhängig von der kristallographischen Struktur der Unterlage.

Die noch weitere Entscheidung, ob es sich hierbei um eine Absättigung der freien Oberflächenvalenzen des Eisens durch Sauerstoff oder durch Hydroxylgruppen handelt, liegt außerhalb der Leistungsfähigkeit der Methode.

Ein neues Prüfgerät für Tiefziehbleche.

Von **G. Sachs**[1].

Ein zum Tiefziehen geeigneter Werkstoff muß in seinen mechanischen Eigenschaften vor allem zwei Forderungen genügen: 1. Er muß ein genügend hohes Formänderungsvermögen besitzen, um sich möglichst viele Züge ohne Zwischenglühung ziehen zu lassen. 2. Er muß in jedem Zuge eine möglichst große Gestaltsänderung zulassen, ohne daß ein Abreißen erfolgt. Diese beiden Eigenschaften haben grundsätzlich nichts miteinander zu tun. Eine Überschneidung kann höchstens insofern erfolgen, als ein in irgendwelcher Hinsicht besonders sprödes Blech schon im ersten Zuge versagt.

Das Formänderungsvermögen läßt sich bekanntlich in einem Zugversuch näherungsweise auf Grund der

[1] Original: Metallwirtsch. Bd. 9, S. 213—218. 1930.

Digitized by Google

Dehnung, besonders aber auf Grund der Einschnürung beurteilen. Bei dünnen weichen Blechen, wo es schwierig ist, einen Zugversuch durchzuführen und die Einschnürung zu bestimmen, gibt die Tiefungsprobe nach Erichsen[1] einen guten Aufschluß über das Formänderungsvermögen.

Das Umformungsvermögen eines Werkstoffes mittels eines Zuges kann andererseits bisher nur mit Hilfe von Verfahren bestimmt werden, die wie das AEG-Verfahren[2] die praktische Beanspruchung weitgehend nachahmen[3]. Es wird dabei, dem einfachsten Falle des Tiefziehens gemäß, aus einer runden Blechscheibe (Zuschnitt) nach Abb. 1 ein zylindrischer Hohlkörper hergestellt. Überschreitet jedoch der Zuschnittsdurchmesser D im Verhältnis zum Ziehstempeldurchmesser D einen gewissen Wert, so reißt der entstehende Hohlkörper entzwei. Als Maß der Ziehfähigkeit dient dann der Grenzwert D/d, bei dem gerade noch ein einwandfreies Ziehen möglich ist.

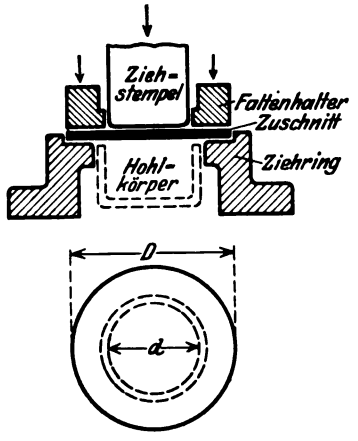


Abb. 1. Schematische Darstellung des Tiefziehvorganges.

1. Bei Ziehen eines zylindrischen Hohlkörpers wird nun jeder Sektor des Zuschnitts entsprechend Abb. 2 derart umgeformt, daß sein von Außenrand und Dorn begrenzter Teil in einen prismatischen Streifen übergeht. Die ursprüngliche Dicke des Bleches bleibt näherungsweise erhalten, und dementsprechend findet eine Dehnung des Werkstoffes in radialer und eine Stauchung in tangentialer Richtung statt[4]. Die umformenden Kräfte werden von einer Zugkraft Z in radialer Richtung aufgebracht, die am Innenrande des sich umformenden Sektorteiles angreift. Außer der Arbeit für die Werkstoffverformung müssen von dieser Kraft noch die Reibungswiderstände am Falterhalter, der Auflagerfläche und der Ziehkante überwunden sowie die Biegungsarbeit um die Ziehkante aufgebracht werden.

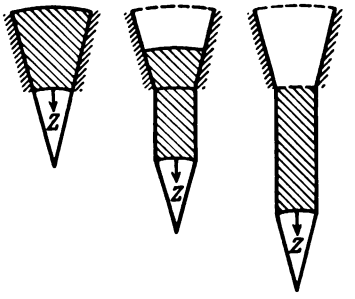


Abb. 2. Werkstoffumformung beim Tiefziehen.

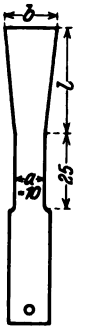


Abb. 3. Probestab für Keilziehversuche.

Die Erkenntnis dieser Zusammenhänge legt es nahe, den geschilderten elementaren Verformungsvorgang zur Grundlage eines neuen Prüfverfahrens zu machen. Eine weitgehend gleichartige Umformung der einzelnen Stoffteilchen wie beim Tiefziehen läßt sich auch durch das Ziehen eines etwa nach Abb. 3 (mit Hilfe einer Schablone) herausgearbeiteten Blechstreifens durch eine entsprechend gestaltete Ziehdüse erreichen. Abb. 4 zeigt die Prinzipskizze einer solchen Ziehdüse. Die Ziehöffnung stellt einen Keil dar, dessen Neigung zu 1:5 und dessen Breite unten zu 10 mm gewählt worden sind. Die obere Platte C ist gegen den übrigen Teil der Düse beweglich gehalten, derart, daß die Ziehöffnung jeder Blechdicke angepaßt werden kann. Beim Versuch wird die in geeigneter Weise geschmierte Blechprobe, Abb. 5a, in die Düse eingelegt. Die bewegliche Platte wird durch zwei Schrauben S gerade so weit angezogen, daß die Probe glatt aufliegt. Die Vorrichtung wird dann in eine Zerreißmaschine eingehängt und der untere als Stabkopf ausgebildete Teil der Probe P auf Zug beansprucht. Ist der Probestab nicht zu lang, so zieht er sich durch die Düse durch, wobei entsprechend Abb. 5b und c der keilförmige Teil prismatisch wird. Die erforderliche Ziehkraft wird gemessen. Bei zu großer Länge reißt der Probestab dagegen, wie Abb. 5d zeigt, ab. Als Maß des Umformungsvermögens bzw. der Ziehfähigkeit eines Werkstoffes bei diesem Versuch dient dann das Verhältnis b/a, Abb. 3, der oberen Breite zum zylindri-

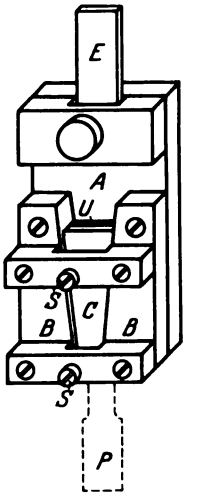


Abb. 4. Prüfgerät für Tiefziehbleche.
A Grundplatte der Ziehdüse, *B* Seitenteile der Ziehdüse, *C* Beweglicher oberer Teil der Ziehdüse, *S* Schrauben zum Anziehen des oberen Teiles, *E* Einspannblech, *P* Versuchsprobe, *U* Unterlagscheibe in Stärke der Probe.

[1] A. M. Erichsen: Stahleisen Bd. 34, S. 879—882. 1914.

[2] AEG.-Mitt. 1927, S. 419—420; R. G. Fischer: AEG.-Mitt. 1929, S. 483—486; vgl. auch die Beschreibung des Tiefziehprüfers Bauart Wazau von P. W. Döhmer: Maschinenbau Bd. 8, S. 772/73. 1929.

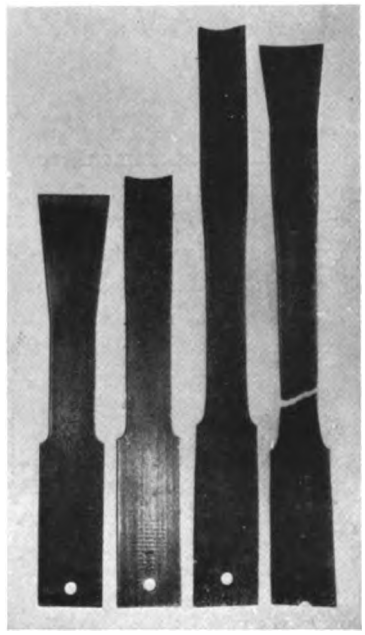
[3] Es sei noch darauf hingewiesen, daß das Umformungsvermögen beim ersten Zuge (Anschlag) keinen Aufschluß über das Umformungsvermögen bei weiteren Zügen gibt. Eine genauere Untersuchung über die in einiger Zeit berichtet wird, lehrt sogar, daß ein hohes Umformungsvermögen beim Anschlag oft mit einem geringen beim Weiterschlag verbunden ist.

[4] Diese Vorstellung hat sich der Verfasser schon in den Jahren 1922/23 während seiner Tätigkeit am Festigkeitslaboratorium der Technischen Hochschule Berlin gebildet. Sie ist dort von M. Sommer aufgenommen und weiter entwickelt worden, Forschungsarb. V. d. I. Heft 286. 1926; Maschinenbau Bd. 4, S. 1171—1178. 1925. Über die Fortschritte in neuerer Zeit s. E. Siebel und A. Pomp: Mitt. K.-W.-Inst. Eisenforsch. Bd. 21, S. 139—153. 1929.

Digitized by Google

schen Teil der Probe, welche gerade noch, ohne abzureißen, durchgezogen werden kann.

In der einwandfreien Feststellung dieser „Ziehfähigkeit" ist der neue Versuch, der kurz als „Keilziehversuch" bezeichnet sei, dem Tiefziehversuch überlegen. Beim Tiefziehen ist die Ermittlung der Tiefziehfähigkeit wegen der unvermeidlichen Streuungen unsicher oder nur auf Grund einer erheblichen Zahl von Versuchen möglich. Beim neuen Versuch kann dagegen aus der Ziehkraft für verschiedene Probelängen derjenige Wert, bei dem die Ziehkraft gerade gleich der Festigkeit wird, sehr genau bestimmt werden. Hierzu genügen, wie die unten besprochenen Ergebnisse zeigen, Versuche mit zwei passenden Probelängen. Die Festigkeit und auch die Dehnung des Werkstoffes läßt sich am prismatischen Teil der gezogenen Streifen nachträglich ermitteln.



a *b* *c* *d*

Abb. 5. Probestäbe des Keilziehversuchs (0,6 nat. Größe).
a vor dem Versuch, *b* kurzer Stab durchgezogen, *c* längerer Stab durchgezogen, *d* zu langer Stab, beim Versuch gerissen.

Weitere Vorteile des Keilziehversuchs gegenüber dem Tiefziehversuch liegen darin, daß in der vorgeschlagenen Form der Versuch den durch äußerste Einfachheit ausgezeichneten Fall vorstellt. Die Versuchsbedingungen sind nicht willkürlich veränderlich wie etwa der Faltenhalterdruck und der Ziehkantenradius beim Tiefziehen, sondern fest vorgeschrieben. Über die Abmessungen der Vorrichtung und das zu wählende Schmiermittel wird sich eine Vereinbarung leicht treffen lassen. Zudem gehört ja die Untersuchung eines Schmiermittels mit zu den Aufgaben eines solchen Geräts. Zu beachten ist nur, daß die Vorrichtung nirgends klafft und daß die Probe gut paßt. Deren Kanten werden zweckmäßig ganz schwach gebrochen, um hemmende Gratbildung[1] zu unterbinden. Der bewegliche Teil der Vorrichtung *C* (Abb. 4) darf durch die Schrauben nicht zu fest angezogen werden, nur etwa so wie bei einer Mikrometerschraube.

Der Unterschied in der Werkstoffbeanspruchung beim Tiefziehen und beim Keilziehversuch ist hauptsächlich durch die verschiedenen Reibungsverhältnisse bedingt. Beim Tiefziehen tritt Reibung an der Ziehringfläche, der Faltenhalterfläche und der Ziehringkante, beim Keilziehversuch an den Oberflächen und den Seitenflächen auf. Die Unnachgiebigkeit der Keilziehvorrichtung bedingt beim Keilziehversuch größere Reibungswiderstände an den Oberflächen als beim Tiefziehversuch, wo der Faltenhalter dem Druck des fließenden Materials etwas nachgibt[1]. Da die Ziehfähigkeit im Keilziehversuch geringer ausfällt als beim Tiefziehversuch (siehe weiter unten), dürften dort die Reibungswiderstände im ganzen größer sein. Jedenfalls läßt auch diese Überlegung der Reibungsverhältnisse die nahe Verwandtschaft beider Versuchsarten erkennen.

Einen Nachteil weist der Keilziehversuch darin auf, daß die Prüfung sich nur auf eine Richtung im Blech erstreckt. Richtungsunterschiede der Festigkeitseigenschaften, wie sie in der Zipfelbildung zutage treten[2], lassen sich also nicht ohne besondere Versuche erfassen. Stellt man aber die Ziehfestigkeit eines Bleches in verschiedenen Richtungen fest, so eröffnet sich eine weitere wichtige Anwendungsmöglichkeit. Bleche mit großen Richtungsunterschieden lassen sich mit Vorteil für eckig gestaltete Hohlkörper verwenden, wobei die Richtung höchster Ziehfähigkeit in die Richtung größter Beanspruchung beim Tiefziehen zu legen ist. Auf diese Weise ist es also in systematischer Weise möglich, ein Blech höchster Leistungsfähigkeit auszuwählen.

2. Zur Feststellung der Ziehfähigkeit im Keilziehversuch wurden nun an einer Reihe von Werkstoffen, deren chemische Zusammensetzung, Behandlung und Festigkeitseigenschaften Tafel 1 zeigt, Versuche durchgeführt. Es wurden von jedem Blech mindestens je drei Proben in vier verschiedenen Längen geprüft. Soweit es sich schon nach Vorversuchen übersehen ließ, geschah die Formgebung im harten Anlieferungszustande, um Kaltverformung der teilweise sehr weichen Stoffe durch die nachträgliche Bearbeitung zu vermeiden[3]. Die Proben wurden durchweg in der Walzrichtung entnommen.

Man geht nun etwa so vor, daß man die bei einer Probenlänge ermittelte Ziehkraft oder besser die (auf den Querschnitt des prismatischen Teiles bezogene) Ziehspannung entsprechend Abb. 6 und 7 über den „Umformungsgrad" b/a (Abb. 3) aufträgt, an den gleichen Stäben die Festigkeit ermittelt und diesen Wert als wagerechte Linie ins Schaubild einträgt.

[1] Gratbildung erhöht den Kraftaufwand wesentlich und führt zu großen Streuungen.

[1] Daß die Wandstärke eines gezogenen Hohlkörpers in der Praxis vielfach durch entsprechende Einstellung des Ziehspaltes nahezu gleich der ursprünglichen Dicke des Bleches gehalten wird, ist ein Vorgang für sich, der sich dem eigentlichen Tiefziehen überlagert.

[2] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Physik Bd. 41, S. 889 bis 906. 1929; Bd. 56, S. 495—502. 1929.

[3] In der Praxis wird man so vorgehen, daß größere Proben herausgestanzt und in einer Schablone auf Maß nachgefeilt werden.

Digitized by Google

Tafel 1. Werkstoffe und Festigkeitseigenschaften.

Werkstoff	Blechstärke mm	Chemische Zusammensetzung	Glühtemperatur (½ St.)	Zugversuch: Festigkeit σ_B kg/mm²	Zugversuch: Dehnung δ %	Bemerkungen
Aluminium	0,5	99,5% Al — 0,25% Si — 0,22% Fe	410°	9,2	37	Zerreißproben: Querschnitt 10 mm × Blechstärke; Meßlänge 20 mm
	0,5	—	hart	17,8	—	
	1,5	99,5% Al — 0,24% Si — 0,22% Fe	350°	8,7	49	
Elektrolytkupfer	0,5	—	550°	23,1	53	
	1,5	—	550°	22,6	52	
Hellrottombak Ms 80	0,5	80,8% Cu — 19,3% Zn — 0,04% Fe	550°	34,0	57	
Gelbtombak Ms 72	0,5	72,7% Cu — 27,3% Zn — 0,01% Pb — 0,01% Fe	550°	36,1	57	
Druckmessing Ms 63	0,5	63,4% Cu — 36,3% Zn — 0,37% Pb — 0,01% Fe	550°	31,1	59	
	1,5	62,7% Cu — 36,9% Zn — 0,37% Pb — 0,01% Pb	550°	34,5	64	
Weicheisen WW	0,5	0,07% C	700°	34,8	29	

Da beim Umformungsgrad 1,0 (konische Länge = 0) die Ziehkraft 0 sein muß, kann man schon mit gewisser Annäherung die „Ziehfähigkeit" abgreifen, wo die Ziehkraft gleich der Festigkeit wird. Eine zweite Versuchsgruppe mit einem anderen passend gewählten Umformungsgrad ergibt dann die Ziehfähigkeit, wie Abb. 6 und 7 zeigen, ziemlich zuverlässig. Durch weitere Versuche kann die Feststellung noch gesichert werden. Bei dem der Ziehfähigkeit gleichen Umformungsgrad müssen nach den Gesetzen des Zufalls die Hälfte der Proben reißen, die andere Hälfte durchgezogen werden (vgl. Al = 0,5 mm stark in Tafel 2). Auf diese Weise wurden die in Abb. 6 und 7 zusammengestellten Ergebnisse gewonnen. Die Einzelwerte der Versuche bringt Tafel 2. Der Verlauf der Kurven in Abb. 6 und 7 ist bei den untersuchten Stoffen verschieden. Es bestehen anscheinend gewisse Zusammenhänge mit den Dehnungskurven der Stoffe.

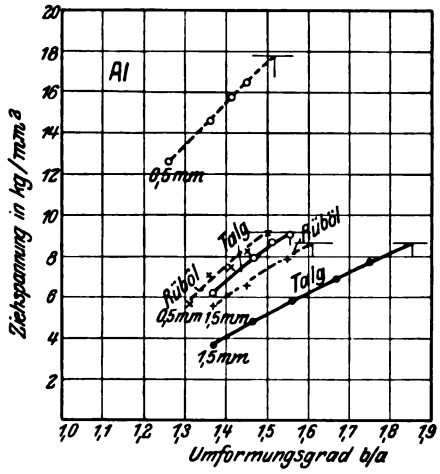


Abb. 6. Ergebnisse von Keilziehversuchen.

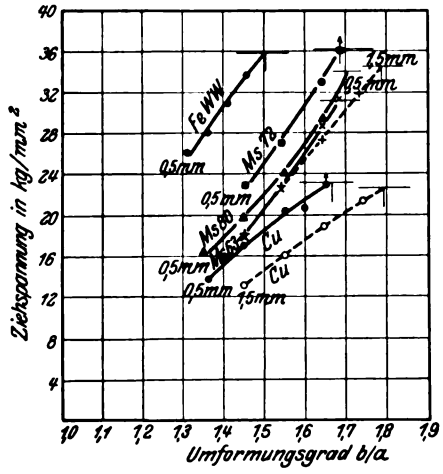


Abb. 7. Ergebnisse von Keilziehversuchen.
▲ Proben teilweise gerissen.

Die Stellen, wo diese Kurven die Festigkeit erreichen, sind in Abb. 6 und 7 durch senkrechte Striche gekennzeichnet. Die dazugehörigen Abszissenwerte sind dann die im Keilziehversuch ermittelten Ziehfähigkeiten der Werkstoffe. Tafel 3 gibt die Ziehfähigkeiten der verschiedenen untersuchten Bleche wieder.

Was zunächst den Einfluß des Schmiermittels anbetrifft, so zeigen einige Versuche an Aluminium, daß sich dieser Stoff mit Talg erheblich besser ziehen läßt als mit Rüböl. Diese in der Praxis bekannte Tatsache wird also durch die vorliegenden Versuche bestätigt. Weitere Versuche in dieser Richtung sind nicht durchgeführt worden. Kupfer und Messing wurden mit Rüböl geschmiert, das als brauchbares Schmiermittel für diese Stoffe gilt, Eisen mit Talg. Bemerkenswert ist aber, daß für 1,5 mm starkes Aluminium mit Talg geschmiert die beste Ziehfähigkeit von allen untersuchten Stoffen festgestellt ist. Wahrscheinlich dürfte es also auch für die anderen Werkstoffe bessere Schmiermittel als Rüböl geben. Diese Frage z. B. wird sich mit der neuen Vorrichtung an Hand weniger Versuche genauer untersuchen lassen. Aus Abb. 6 und 7 ergibt sich auch der ebenfalls schon der Praxis bekannte Einfluß der Blechstärke. Dickes Blech besitzt bei gleicher Oberflächengestalt eine höhere Tiefziehfähigkeit als dünnes. Die Ursache hiervon ist die Größe der Oberflächenreibung, welche nach den Gesetzen über das Fließen der Metalle bei einem bestimmten Stoffe von der Blechdicke nicht wesentlich abhängig ist und somit bei dem geringen Kraftbedarf des dünnen Bleches stärker ins Gewicht fällt als bei dem höheren Kraftbedarf des dicken Bleches. Hieraus folgt aber weiterhin die bemerkenswerte Tatsache, daß das Umformungsvermögen von der Größe des Ziehkörpers abhängig sein muß, da nach dem für zahlreiche Fließvorgänge als gültig erwiesenen Kickschen Ähnlichkeitsgesetz bei gleichem Verhältnis der Blechdicke zum Zuschnittsdurchmesser auch das gleiche Umformungsvermögen zu erwarten ist. Ein kleiner Hohlkörper, bei dem die Blechstärke im Verhältnis zum Stempeldurchmesser groß ist, muß sich dementsprechend besser ziehen lassen als ein großer.

Die bei dem neuen Verfahren festgestellten Absolutwerte des Umformungsvermögens sind allerdings niedriger als die beim Tiefziehen wirklich erreichbaren.

Digitized by Google

Tafel 2. Einzelergebnisse der Keilziehversuche.

Werkstoff	Umformungsgrad	Erforderliche Spannung kg/mm²		Dehnung im prismatischen Teil %		Bemerkungen
Aluminium σ_B = 9,2 kg/mm² Blechstärke 0,5 mm	1,31	5,6		2,5		mit Rüböl geschmiert
		5,5	5,7	2	2	
		6,2		2,5		
		5,6		2,5		
	1,36	7,4		5,5		
		6,8	7,1	4	5	
		6,9		4		
		7,4		5		
	1,41	7,3		5		
		7,2	7,5	5	6	
		8,0		7,5		
		7,5		5,5		
	1,45	8,4		10		
		8,3	8,3	9,5	9,5	
		8,2		9		
	1,50	8,6		11,5		
		> 9,4	> 9,2	37,5	(26)	gerissen
		9,3		19		
		9,3		37,5		
	1,37	6,2	6,2	2,5	3	mit Talg geschmiert
		6,2		3		
	1,47	8,2		8,5		
		8,2	7,9	8,5	8,5	
		7,7		8,5		
	1,51	8,75	8,75	12	12	
		8,75		12,5		
	1,56	9,0		16		
		8,0	> 9,1	13,5	(23)	
		> 9,4		39		gerissen
Aluminium hart σ_B = 17,8 kg/mm² Blechstärke 0,5 mm	1,26		12,6		0	mit Rüböl geschmiert Stark schwankende Einzelergebnisse
	1,36		14,6		0	
	1,41		15,8		0	
	1,45		16,5		0	
Aluminium σ_B = 8,7 kg/mm² Blechstärke 1,5 mm	1,37	5,3		2,5		mitRüböl geschmiert
		5,6	5,6	2,5	2,5	
		5,8		2,5		
	1,45	6,6	6,6	5,5		
		6,5		5	5	
		6,6		5		
	1,55	> 8,7		45		gerissen
		8,0	> 7,9	11	(21)	
		7,0		6		
	1,37	3,5	3,65	0,5	0,5	mit Talg geschmiert
		3,8		0,5		
	1,465	4,9		1		
		4,8	4,8	1	1	
		4,7		2		
	1,56	5,7		2,5		
		5,9	5,8	3	3	
		5,9		3		
	1,66	6,8		4,5		
		7,0	6,8	5	5	
		6,7		4,5		
	1,75	7,7		8		
		7,7	7,7	8	8	
		7,7		8		

Werkstoff	Umformungsgrad	Erforderliche Spannung kg/mm²		Dehnung im prismatischen Teil %		Bemerkungen
Kupfer σ_B = 23,1 kg/mm² Blechstärke 0,5 mm	1,36	13,6	13,8	6		mit Rüböl geschmiert
		13,3		5,5	6	
		14,6		7		
	1,45	16,4		9		
		16,9	17,0	11	10	
		17,8		11		
	1,55	20,9		18		
		20,7		20		
		20,3	20,4	18	17,5	
		21,3		19		
		19,0		12,5		
	1,60	19,5		17		
		22,6		33		
		21,1	20,9	21	21	
		20,4		—		
		20,8		14		
	1,65	22,6		26,5		
		22,4	> 22,8	26	(33)	
		22,8		29		
		> 23,4		50		gerissen
σ_B = 24,6 kg/mm² Blechstärke 1,5 mm	1,45	13,3		8		mit Rüböl geschmiert
		12,9	13,1	7	7	
		13,0		6,5		
	1,55	16,1		10		
		16,1	16,1	10	10	
		16,0		10		
	1,645	19,5		17		
		18,6	18,9	16	16	
		18,6		15		
	1,74	21,5		26		
		21,3	21,3	22	24	
		21,1		25		
Hellrottombak Ms 80 σ_B = 34,0 kg/mm² Blechstärke 0,5 mm	1,35	18,1		3		mit Rüböl geschmiert
		15,4	16,3	1	2	
		15,5		1		
	1,45	19,1		3,5		
		20,5	19,7	4	4	
		19,6		3,5		
	1,54	24,5		8		
		23,1	24,1	7	8	
		24,9		9		
	1,64	30,1		17		
		29,7	29,6	16	16	
		29,0		15		
Gelbtombak Ms 72 σ_B = 36,1 kg/mm² Blechstärke 0,5 mm	1,45	24,5		9		mit Rüböl geschmiert
		22,0	22,8	7	7	
		20,8		5,5		
	1,54	26,6		12		
		27,1	26,9	12,5	12	
		26,9		12,5		
	1,64	33,6		27		
		32,7	32,9	23	24	
		32,4		22		
	1,685	> 36,3		52		gerissen
		> 36,1	> 36,0	55	(47)	gerissen
		35,5		34		

Digitized by Google

Tafel 2. (Fortsetzung.)

Werkstoff	Umformungsgrad	Erforderliche Spannung kg/mm²		Drehung im prismatischen Teil %		Bemerkungen
Druckmessing Ms 63	1,45	17,6		10		mit Rüböl
		18,0	17,8	10	9,5	geschmiert
σ_B =		17,9		8,5		
31,1 kg/mm²	1,54	23,1		18,5		
Blechstärke		22,1	22,5	17	17,5	
0,5 mm		22,2		17		
	1,64	29,0		35,5		
		29,2	28,6	35	33	
		27,5		27,5		
	1,685	30,8		45,5		
		>31,6	<31,3	62	(55)	gerissen
		>31,5		57,5		gerissen
σ_B =	1,45	17,7		5,5		mit Rüböl
34,2 kg/mm²		18,3	18,0	5,5	6	geschmiert
Blechstärke		18,0		6		
1,5 mm	1,54	22,7		11		
		22,3	22,7	10	11	
		23,2		11,5		
Druckmessing Ms 63	1,64	27,4		18		mit Rüböl
σ_B =		27,4	27,3	18,5	18	geschmiert
34,2 kg/mm²		27,1		18		
Blechstärke	1,73	31,6	31,8	29	30,5	
1,5 mm		32,0		32		
Weicheisen WW	1,31	26,8		1		mit Talg
		25,4	25,9	2,5	1	geschmiert
σ_B =		25,4		0,5		
34,8 kg/mm²						
Blechstärke	1,36	28,2	28,0	2		
0,5 mm		27,8		0,5	1	
	1,41	29,6		3		
		29,2	30,7	3	3,5	
		30,2		4,5		
	1,45	32,6		11		
		32,8	>33,5	7	(16)	
		>35,1		29		gerissen

Fischer[1] gibt z. B. als Mittelwerte für Aluminium 2,09 und für Messing 2,12 an, also um rund 10 bis 15% größere Werte als hier beim 1,5 mm starken Blech. Es liegt dies hauptsächlich daran, daß hier die Reibung durch die erzwungene Starrheit der Düsenwände sehr groß ausfällt, während beim Tiefziehen der Faltenhalter in gewissem Grade nachgiebig ist. Ein Versuch, durch Einschalten von Gummiplatten eine solche Nachgiebigkeit zu erreichen, ergab in der Tat höhere Kennwerte beim Keilziehversuch. Bei den härteren Werkstoffen trat aber oft Faltenbildung und damit ein plötzlicher Anstieg des Kraftbedarfs ein. Auch die Faltenbildung stellt sich also beim Keilziehversuch ein. Im übrigen liegen aber die mit dem neuen Gerät erreichten Werte des Umformungsvermögens bei den praktisch für das Tiefziehen in Frage kommenden, die aus Sicherheitsgründen um einen gewissen Betrag unter den höchst erreichbaren liegen müssen.

Tafel 3. Ziehfähigkeit verschiedener Stoffe im Keilziehversuch.

Stoff	Blechstärke mm	Ziehfähigkeit	Schmiermittel
Aluminium	0,5	1,55	Talg
„	0,5	1,50	Rüböl
„	1,5	1,85	Talg
„	1,5	1,61	Rüböl
Kupfer	0,5	1,66	Rüböl
„	1,5	1,79	„
Hellrottombak Ms 80	0,5	1,70	„
Gelbtombak Ms 72 .	0,5	1,68	„
Druckmessing Ms 63	0,5	1,68	„
„ „ 63	1,5	1,79	„
Weicheisen WW . .	0,5	1,50	Talg
Aluminium hart . .	0,5	1,51	Rüböl

Der neue Tiefziehversuch gibt auch noch einen weiteren Aufschluß über das Verhalten eines Werkstoffes beim Tiefziehen. Am gezogenen Teil der Probestreifen erkennt man die gleiche krispelige Oberfläche, die den unteren Teil gezogener Hohlkörper oft unerwünscht rauh erscheinen läßt. Es beruht dies auf der Dehnung des Stoffes unter der zum Ziehen erforderlichen Zugkraft, die ja nahe an die Zugfestigkeit heranreicht. Diese Erscheinung läßt sich weitgehend unterbinden, wenn man schwach hartes Material wählt, das sich im Formänderungsvermögen nur wenig von ausgeglühtem Werkstoff unterscheidet (vgl. Abb. 6). Zudem dürfte die Ziehfähigkeit von härterem Ausgangsmaterial beim Weiterschlag größer sein als die Ziehfähigkeit von ganz weichem.

Schließlich läßt sich noch auf Grund dieser Versuche der Kraftbedarf beim Tiefziehen übersehen. Verfolgt man den Kraftverlauf beim Versuch in Anhängigkeit vom Wege des unteren Endes des konischen Teiles, so entspricht eine solche Kurve weitgehend derjenigen des Kraftverlaufes beim Tiefziehen in Abhängigkeit vom Stempelwege.

Das für die Prüfung von Tiefziehblechen vorgeschlagene Prüfgerät wird naturgemäß noch gewisser Verbesserungen bedürfen, ehe es sich für die Praxis als brauchbar erweisen wird[1]. Bei den mitgeteilten Versuchen sind die Streuungen besonders bei den dünneren Blechen noch recht erheblich. Im großen ganzen aber dürfte das beschriebene Gerät in einfacher Weise die Prüfung von Tiefziehblechen auf Eigenschaften hin ermöglichen, die sich bisher nur beim Tiefziehen oder diesem Vorgang weitgehend angepaßten Versuchen feststellen ließen.

Die Herstellung der Vorrichtung und die Durchführung der Versuche lag in Händen von Herrn Böhme, dessen sorgfältiger Arbeit ein besonderes Verdienst für das Gelingen der Versuche gebührt. Für die Lieferung von Versuchsmaterial bin ich den Firmen AEG, Berlin, F. Krupp, Essen, den Vereinigten Aluminiumwerken (Lautawerk) und den Wielandwerken, Ulm, zu Danke verpflichtet.

[1] R. G. Fischer: AEG.-Mitt. 1929, S. 483—86.

[1] Herstellung und Vertrieb des Geräts hat die Fa. Losenhausenwerk, Düsseldorfer Maschinenbau A.-G., Düsseldorf-Grafenberg, übernommen.

Digitized by Google

Zur Kinetik der Rekristallisation.

Von **R. Karnop** und **G. Sachs**[1].

Unter den im festen Zustand sich abspielenden Vorgängen findet die Rekristallisation ihrer technischen Bedeutung wegen eine besondere Beachtung. Trotz der großen Zahl von Arbeiten ist bisher jedoch über die Kinetik der Rekristallisation nur wenig bekannt. Diese Frage ist anscheinend erst von Hanemann[2] aufgenommen worden. Durch Messungen der Korngröße von Weicheisen im Übergangsgebiet vom deformierten zum neugebildeten Kristallkorn bei gleichbleibender Temperatur und nach verschiedenen Zeiten gelang es ihm, den grundsätzlichen Unterschied zwischen Rekristallisation und Kornvergröberung nachzuweisen[3]. Für das ungestörte Wachstum der neuen Kristalle ergab sich unter der Annahme, daß alle neuen Keime von vornherein vorhanden sind, daß ihr Querschnitt mit der Zeitdauer der Glühung geradlinig anwächst. Die diesen Vorgang kennzeichnende Rekristallisationsgeschwindigkeit wächst mit der Temperatur der Glühung stark an, im Bereich 620 bis 770° annähernd exponentiell. Über den Einfluß von Reckgrad, Verformungstemperatur und Glühtemperatur gibt ferner eine Untersuchung von van Arkel und Ploos van Amstel[4] an Zinn einigen Aufschluß. Durch Einschlagen eines Körners nach verschiedenen Zeiten wird die stattgehabte Rekristallisation dadurch kenntlich, daß um den Körnereindruck durch eine zweite Rekristallisation große Kristalle entstanden sind[5]. Es ergab sich, daß Erhöhung des Reckgrades, Herabsetzung der Verformungstemperatur und Erhöhung der Glühtemperatur die Zeitdauer der Rekristallisation stark herabsetzen.

Einen vollständigen Einblick in die Rekristallisationskinetik gewinnt man aber auch bei diesen Arbeiten noch nicht; und es erschien daher nützlich, auf anderen Wegen weitere Aufschlüsse zu gewinnen.

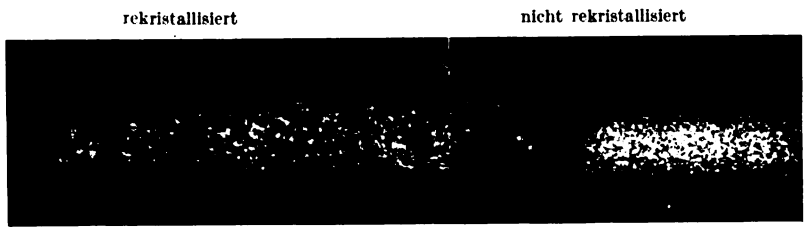


Abb. 1. Gedehnter konischer Kupferstab, teilweise rekristallisiert (2mal vergrößert). (Der Pfeil gibt die Stelle an, wo der Stab etwa zur Hälfte rekristallisiert ist.)

1. In verschiedenen Heizbädern wurde zunächst der Einfluß von Reckgrad und Temperatur auf den Eintritt der Rekristallisation verfolgt. Als brauchbares Material erwies sich nach einigen Versuchen ein durch hohe Gleichmäßigkeit ausgezeichnetes Elektrolytkupfer[1].

Tabelle 1.
Rekristallisation eines gedehnten konischen Kupferstabes in siedendem Phthalsäureanhydrid. (284°.)

Stab	Glühdauer Min.	Rekristallisierte Länge mm	Querschnittsverminderung %	Bemerkungen
7	25	(7)	(18,4)	Konische Länge 150 mm
	30	(10)	(18,0)	
	40	16	17,3	
	50	20	16,8	
	60	24	16,45	
	70	29	15,9	
	80	33	15,5	
	90	36	15,25	
	100	39	15,05	
	120	43	14,8	
	140	47	14,5	
	160	50	14,3	
	200	57	13,9	
	250	64	13,5	
	300	67,5	13,3	
	400	77	12,8	
	500	83	12,5	
	600	90	12,2	
	700	97	11,9	
	900	107	11,5	
	1100	118	11,1	
	1400	128	10,7	

Aus dem in Form einer gezogenen, 8 mm starken Stange vorliegenden Kupfer wurden Stäbe mit einem konischen Teil von etwa 15 bis 20 cm Länge und 5 bis 8 mm Durchmesser herausgedreht, bei 480° $^1/_2$ St. geglüht, in einer Zerreißmaschine gedehnt und dann in den Siedebädern geglüht. Die Durchmesser der Stäbe wurden jede 5 mm, vor und nach dem Dehnen, gemessen und daraus die örtlichen Verminderungen des Querschnittes berechnet. Die Konizität der Stäbe war so gewählt (vgl. Tab. 1 bis 3), daß ein Bereich von etwa 3 bis 18% Querschnittsverminderung durch einen oder mehrere Stäbe überdeckt werden konnte.

Als Heizbäder dienten reines Anthrachinon (Siedep. 370°), Anthrazen (341°) und Phthalsäureanhydrid (284°). Das Glühen wurde in einem elektrisch beheizten, 40 cm hohen Messinggefäß von 10 cm Durchmesser mit 80 cm langem Kühlrohr von 3 cm Durchmesser vorgenommen. Das Volumen der siedenden Flüssigkeit betrug also rund das 400fache des Stabvolumens.

[1] Original: Z. Phys. Bd. 60, S. 464 bis 480. 1930.

[2] H. Hanemann: Ber. Werkstoffausschuß d. Ver. d. Eisenhüttenl. Nr. 84. 1926.

[3] Über die Kinetik der Kornvergröberung siehe G. Tammann und K. L. Dreyer: Z. anorg. Chem. Bd. 182, S. 289 bis 313. 1929.

[4] A. E. van Arkel und J. J. A. Ploos van Amstel: Z. Physik Bd. 51, S. 534 bis 544. 1928.

[5] R. Karnop und G. Sachs: Z. Physik Bd. 52, S. 301 bis 313. 1928.

[1] Das Elektrolytkupfer besorgte uns freundlicherweise Herr Dipl.-Ing. K. Hanser, Osnabrück. Als Anhalt für die Reinheit diente die elektrische Leitfähigkeit. Ein offenbar unreines Elektrolytkupfer verhielt sich viel ungleichmäßiger und brauchte bei allen Reckgraden rund fünfmal so lange, bis es rekristallisiert war.

Digitized by Google

Tabelle 2. Rekristallisation gedehnter konischer Kupferstäbe in siedendem Anthrazen. (341°.)

Stab	Glühdauer Min.	Rekristallisierte Länge mm	Querschnittsverminderung %	Bemerkungen
1	3	(75)	(14,5)	Konische Länge
	6	95	13,7	200 mm
	9	130	12,4	
	12	155	11,5	
	15	165	11,1	
	18	175	10,7	
	23	182?	10,5?	
	28	192	10,1	
	34	200	9,8	
	40	(205)	(9,6)	
2	20	?	?	Konische Länge
	25	(5)	(9,8)	200 mm
	30	8	9,75	
	36	14	9,6	
	42	20	9,5	
	50	33	9,2	
	60	45	9,0	
	70	59	8,7	
	80	72	8,5	
	100	100	8,0	
	120	113	7,75	
	140	122	7,6	
	170	141	7,35	
	200	153	7,15	
	240	167	6,9	
	285	181	6,7	
	340	(200)	(6,4)	
3	500	—	—	Konische Länge
	550	(8)	(5,85)	200 mm
	600	18	5,7	
	700	32	5,5	
	800	45	5,35	
	900	57	5,2	
	1000	66	5,1	
	1100	77	5,0	
	1300	(~90)	(4,85)	

Die gedehnten Stäbe wurden bestimmte Zeiten den Siedebädern ausgesetzt, wodurch sie entsprechend Abb. 1 bis zu einer gewissen Stelle rekristallisierten. Da der rekristallisierte Teil nicht scharf in den nicht rekristallisierten übergeht, wurde als Kriterium eingetretener Rekristallisation diejenige Stelle geschätzt, an der, nach der Staboberfläche beurteilt, der Stabquerschnitt rund $^1/_2$ bis $^3/_4$ rekristallisiert war. Nach einiger Übung konnte diese Schätzung meist auf einige Millimeter genau durchgeführt und durch Messung des Abstandes von einer Nullmarke festgelegt werden. Wesentlich ungenauer wird die Schätzung, wenn die rekristallisierte Zone sich an einem Ende des Stabes befindet. Die ersten und letzten Messungen sind daher in Tabelle 1 bis 3 und Abb. 2 eingeklammert. Das angewandte Verfahren schließt naturgemäß gewisse subjektive Störungen nicht aus, die aber nach dem Verlauf der Kurven in Abb. 2 von geringer Bedeutung sein dürften. Die Querschnittsverminderung dieser Rekristallisationsgrenze wurde dann einem Schaubild entnommen, in dem die gemessenen Werte der Querschnittsverminderung über der Stablänge (nach dem Dehnen) aufgetragen und wegen ihrer Streuung durch eine Ausgleichskurve ersetzt waren. Zu bemerken ist noch, daß die kurzen Glühzeiten nicht genau angebbar sind, da sie sich auf den Aufenthalt im Bade bei vollem Sieden beziehen. Die Wirkung des Anheizens bis zur vollen Temperatur durch rund 10 Min. Einhängen in das Kühlrohr und durch das nach dem Eintauchen erst etwa $^1/_2$ Min. später siedende Bad erhöht die wirksame Glühdauer um einen geringen Be-

Tabelle 3. Rekristallisation gedehnter konischer Kupferstäbe in siedendem Anthrachinon. (370°)

Stab	Glühdauer Min.	Rekristallisierte Länge mm	Querschnittsverminderung %	Bemerkungen
4	5	(~40)	(12,1)	Konische Länge
	$9^3/_4$	95	9,9	150 mm
	$11^3/_4$	109	9,5	
	$13^3/_4$	122	9,0	
	16	134	8,6	
	18	145	8,25	
	20	153	7,95	
5	2	(~3)	(14)	Konische Länge
	4	13	11,9	150 mm
	6	19	11,0	
	8	24	10,2	
	10	30	9,5	
	12	33	9,2	
	16	40	8,5	
	20	46	8,0	
	25	50	7,7	
	30	55	7,3	
	35	60	7,0	
	40	65	6,8	
	50	70	6,45	
	60	74	6,2	
	80	81	5,8	
	100	87	5,5	
	120	92	5,3	
	160	104	4,95	
	200	111	4,75	
	250	118	4,5	
	300	126	4,25	
	400	134	4,0	
	500	(141)	(3,8)	
6	23	(18)	(8,2)	Konische Länge
	26	24	7,7	150 mm
	29	28	7,4	
	32	33	7,1	
	35	35	6,9	
	38	38	6,7	
	43	41	6,5	
	50	44	6,3	
	60	47	6,1	
	70	50	5,9	
	80	53	5,75	
	90	57	5,5	
	100	62	5,3	
	120	64	5,2	
	140	70	5,0	
	160	75	4,8	
	180	78	4,7	
	200	83	4,55	
	220	85	4,4	
	240	89	4,3	
	260	95	4,15	
	280	99	4,05	
	320	102	3,95	
	360	104	3,85	
	400	110	3,7	
	450	115	3,5	
	500	120	3,35	
	612	125	3,2	
	800	128	3,05	
	1000	134	2,9	
	1200	(137)	(2,8)	

Digitized by Google

trag, der aber bei Glühzeiten über 10 Min. vernachlässigbar sein dürfte.

Als Ergebnis der in Tab. 1 bis 3 niedergelegten Messungen ist in Abb. 2 die „Rekristallisationszeit" bei verschiedenen Reckgraden (Querschnittsverminderungen) und Temperaturen aufgetragen. Die Darstellung ist in halblogarithmischem Maßstab vorgenommen, um die großen Unterschiede in den Rekristallisationszeiten hervortreten zu lassen. Zunächst zeigt sich, daß verschiedene Stäbe bei verschieden starker Konizität zum gleichen Ergebnis führen. Der festgestellte Effekt ist also hauptsächlich vom Reckgrad allein abhängig, während z. B. die Art der Veränderung des Reckgrades über der Stablänge einflußlos ist, was von vornherein nicht zu erwarten war.

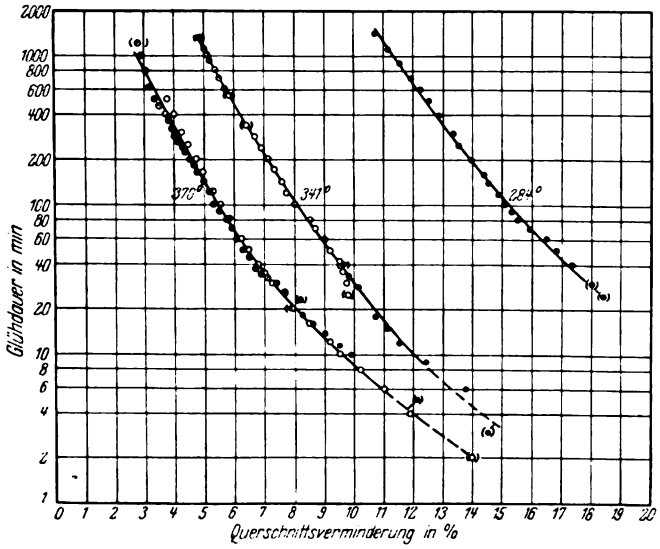


Abb. 2. Ergebnis von Rekristallisationsversuchen an konischen Kupferstäben.

Aus Abb. 2 ersehen wir, daß die übliche technische Vorstellung von einer Rekristallisationstemperatur („Rekristallisationsschwelle") nicht so aufgefaßt werden darf, daß es eine Temperaturgrenze gibt, unterhalb der eine Rekristallisation nicht stattfindet. Nach dem Verlauf der Kurven zu urteilen, müßte bei einer noch so niedrigen Temperatur innerhalb ausreichend langer Zeit Rekristallisation eintreten. Nur infolge des großen Temperatureinflusses ist die Rekristallisationsgeschwindigkeit bei niedrigen Temperaturen so gering, daß man für praktische Verhältnisse wenigstens von einem Rekristallisationsintervall sprechen kann. Nach Abb. 2 bewirken 10° Temperaturänderung in dem praktisch in Frage kommenden Gebiet großer Rekristallisationszeiten eine Veränderung der Rekristallisationszeit auf rund das Doppelte bzw. die Hälfte. Eine Verlängerung der Glühdauer von $^1/_2$ St. auf 10 St., also um das 20fache, entspricht dann also nur der verhältnismäßig geringen Erhöhung der Glühtemperatur um 40 bis 50°.

Ähnliche Bemerkungen sind bezüglich des sogenannten „kritischen Reckgrades" zumachen. Daß bei manchen Stoffen schwach gereckte Proben nach üblicher Anschauung nicht zur Rekristallisation gebracht werden können, ohne den Schmelzpunkt (Al) oder einen Umwandlungspunkt (Fe) zu überschreiten[1], dürfte nur dadurch begründet sein, daß hierzu eine praktisch nicht aufzubringende Zeit erforderlich ist.

2. Um nun in die Kinetik des Rekristallisationsvorganges weiter einzudringen, müssen wir uns eine Vorstellung darüber bilden, in welcher Weise die von uns beobachtete Rekristallisation eines Teiles der Staboberfläche zustande kommt. Sichergestellt ist, daß die neuen Kristalle von den verformten durch ein ungestörtes Kristallgitter scharf ausgezeichnet sind[2]. Es bilden sich also, wie allgemein angenommen wird[3], aus den verformten Kristallfragmenten zunächst sehr kleine ungestörte Kristallbereiche, Keime oder Kerne, die dann in ihre verformte Umgebung hineinwachsen, bis sie sich gegenseitig berühren. Hier interessieren nun insbesondere die Fragen nach dem zeitlichen Ablauf der Keimbildung und des Kristallwachstums.

Für den Mechanismus der Keimbildung sind zwei Möglichkeiten denkbar. Entweder sind die Keimstellen durch die Deformation so weit vorgebildet, daß mit dem Aufbringen einer zur Rekristallisation führenden Temperatur von allen solchen Keimstellen aus das Wachstum sogleich beginnt. Von dieser Annahme geht Hanemann[4] bei seinen Berechnungen der Rekristallisationsgrößen aus. Oder aber die Keime bilden sich in Zeitabständen, nach irgendeinem statistischen Gesetz, so daß die Keimbildung in Anlehnung an Tammanns[5] Vorstellung von der Kristallisation aus dem Schmelzfluß durch eine Keimbildungsgeschwindigkeit oder Kernzahl, d. h. die Anzahl der Keime in der Zeit- und Volumeneinheit, bestimmt wird. Ein solcher Ablauf wird in erster Näherung zu erwarten sein, wenn die Entstehung eines Keimes dadurch gegeben ist, daß die bei der Verformung zurückgebliebene Energie durch die zusätzliche Energie der Wärmebewegung von Zeit zu Zeit an irgendwelchen Stellen auf den bei der Bildung eines neuen Gitters zur Überwindung einer Energieschwelle notwendigen Betrag gehoben wird[6].

Von der Wachstumsgeschwindigkeit der neuen Kristalle haben wir uns andererseits zu fragen, wie sie sich mit der Vergrößerung der neuen Kristalle ändert. Die Berechnungen von Hanemann[7] ergeben eine konstante Flächenwachstumsgeschwindigkeit, also eine mit der Wurzel aus der Zeit abnehmende lineare Wachstumsgeschwindigkeit. Auch Polanyi und Schmid[8] beobachteten bei der Rekristallisation eines einzelnen Zinn-

[1] Vgl. R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 42, S. 283 bis 301. 1927.

[2] R. Karnop und G. Sachs: a. a. O.

[3] C. Chappel: Ferrum Bd. 13, S. 6 bis 27. 1925; J. Iron Steel Inst. Bd. 89, I, S. 460 bis 502. 1914; G. Masing: Z. Metallkunde Bd. 12, S. 457 bis 498. 1920.

[4] Hanemann: a. a. O.

[5] G. Tammann: Kristallisieren und Schmelzen. Leipzig; vgl. auch P. A. Thiessen und E. Triebel: Z. anorg. Chem. Bd. 179, S. 267 bis 276. 1929; P. A. Thiessen: Z. anorg. Chem. Bd. 180, S. 57 bis 64, 110 bis 114. 1929.

[6] R. Becker: Z. techn. Phys. Bd. 7, S. 547 bis 565. 1926; L. Prandtl: Z. angew. Math. Bd. 8, S. 85 bis 106. 1928; U. Dehlinger: Ann. Physik (5) Bd. 2, S. 749 bis 793. 1929.

[7] Hanemann: a. a. O.

[8] M. Polanyi und E. Schmid: Z. Physik Bd. 32, S. 684 bis 712. 1925.

Digitized by Google

kristalls eine Abnahme in der Fortschreitungsgeschwindigkeit der neuen Kristallgrenze. Und für die Verschiebung der Korngrenzen nach abgeschlossener Rekristallisation im Gebiet der Kornvergröberung finden schließlich Tammann und Dreyer[1] ebenfalls eine allmähliche Verlangsamung.

Danach ist also zumindestens der Mechanismus der Keimbildung bisher noch ungeklärt. Aber auch die Angaben über die Rekristallisationsgeschwindigkeit sind für eine zahlenmäßige Auswertung nicht ausreichend.

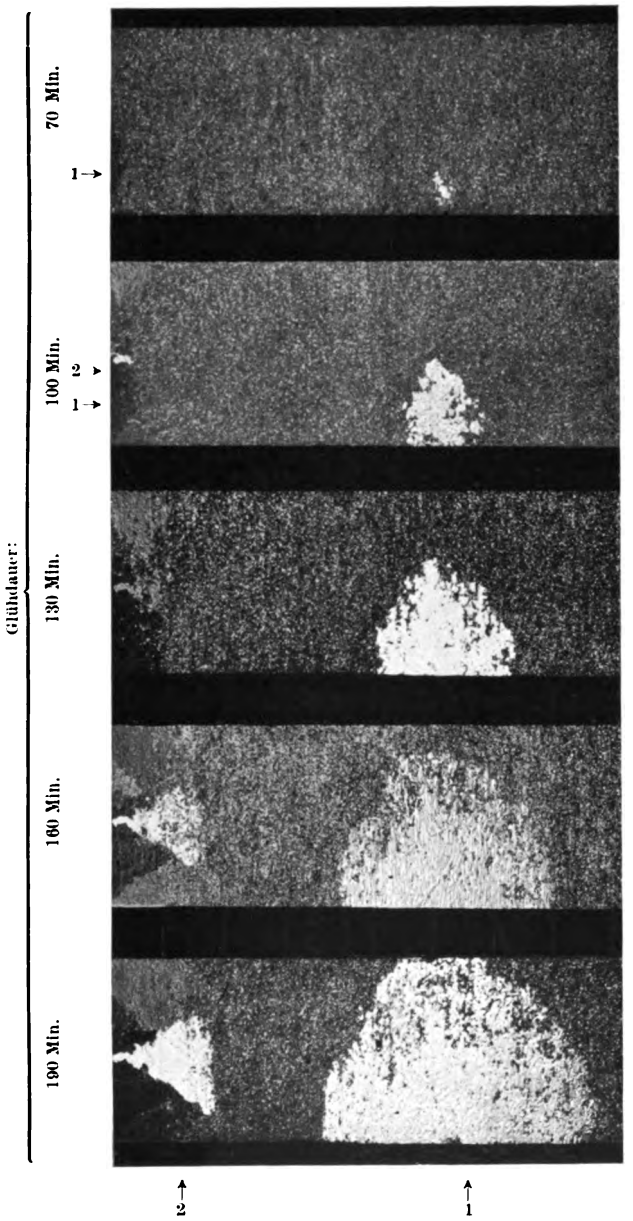


Abb. 3. Aluminiumstab Nr. 5 während der Rekristallisation bei 370° (2mal vergrößert).
Reckgrad von Kristall 1 = 9,3%
2 = 9,8%
3 = 9,0%

Zudem ergibt z. B. das Gesetz von Hanemann die unwahrscheinliche Tatsache, daß das Wachstum der Kristalle im Zeitpunkt 0 mit unendlich großer (linearer) Geschwindigkeit beginnt.

Es erschien daher eine von allen Annahmen unabhängige Verfolgung des Kristallwachstums bei der Rekristallisation notwendig. Dies geschah nach einer Reihe von ergebnislosen Versuchen auf folgendem Wege. Bei gedehnten, schwach konischen Flachstäben aus Aluminium konnte das Wachstum einiger größerer

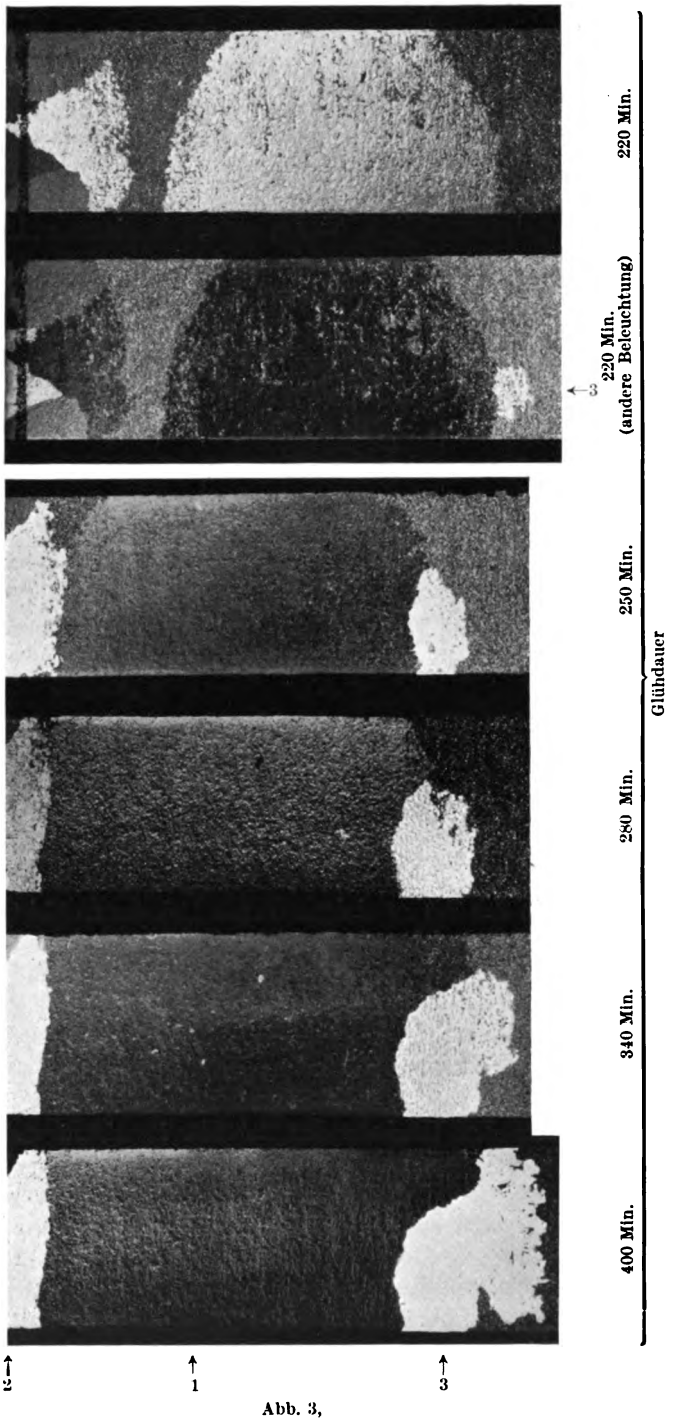


Abb. 3,

Kristalle in allen Einzelheiten verfolgt werden. Bei etwa 10% Dehnung bildeten sich bei 370° rund 10 mm große Kristalle im Laufe von einigen Stunden. Die Kristalle in dem bei 500° eine halbe Stunde geglühten Ausgangsmaterial hatten etwa $^1/_{100}$ bis $^1/_{10}$ mm Durchmesser.

Die ursprünglich 1,5 mm dicken Stäbe mußten stark abgeätzt werden; zunächst einseitig bis zur Mitte, damit die Dicke des Stabes bei der Messung der Kristallgröße nicht wesentlich ins Gewicht fiel, dann nach jeder

[1] Tammann und Dreyer: a. a. O.

Digitized by Google

einzelnen Glühung, um die jedesmal an der Oberfläche zurückgebliebenen kleinen Kristalle zu beseitigen (vgl. Abb. 3[1]). Hierdurch wurden die Versuche leider frühzeitig beendet.

Abb. 3 zeigt nun in photographischer Wiedergabe einen einzelnen Kristall nach verschiedenen Zeiten, der sich weitgehend ungestört im gedehnten Stabe (Nr. 5) ausbreiten konnte, bis an seiner Grenze ein anderer, neuer Kristall entstand. Die dunklen Stellen im Kristall, die seine Umrisse verwischen, rühren von unvollkommen weggeätzten Oberflächenkristallen her. Abb. 4 gibt ferner schematisch die Umrisse von drei Kristallen nach verschiedenen Zeiten wieder, welche in einem anderen

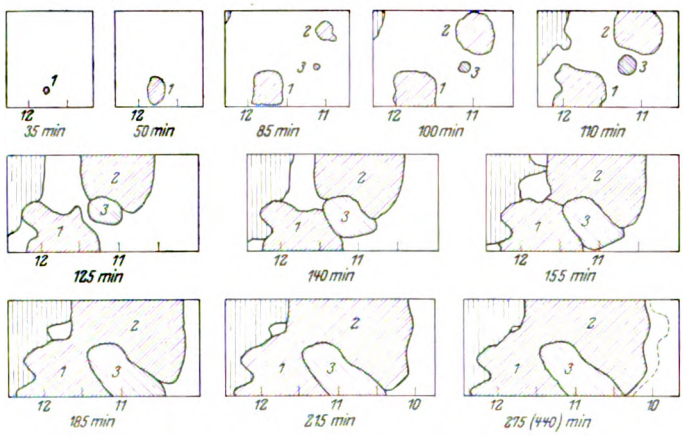


Abb. 4. Nachzeichnungen eines Aluminiumstabes während der Rekristallisation (nat. Größe). Kristalle 1 und 2 hatten fast gleiche Orientierung.
Reckgrad bei Marke 12 = 9,6%
11 = 9,2%
10 = 8,8%

Stabe (Nr. 4) in einigem Abstand voneinander entstanden waren. Zunächst erkennt man aus Abb. 3 und 4, daß in der Tat an einigen Stellen kleine neue Kristalle entstehen, welche die Bezeichnung Keime oder Kerne durchaus verdienen. Diese vergrößern sich dann, bis sie den Stabrand oder andere Kristalle berühren, womit dann das Wachstum in dieser Richtung bei den hier in Frage kommenden Zeiten praktisch zum Stillstand kommt.

Aus den Umrissen der Kristalle in Abb. 3 und 4 kann auch gut ihr Wachstum zahlenmäßig festgestellt werden. Dabei ist es meist zweckmäßig, die zuletzt größte Abmessung, die also am längsten gewachsen ist, zu verfolgen, was auf schätzungsweise $^3/_{10}$ mm genau möglich ist. Die durch Ausmessen ermittelten Werte für die in Abb. 3 und 4 kenntlich gemachten Kristalle sind in Tab. 4 zusammengestellt und in Abb. 5 und 6 aufgetragen.

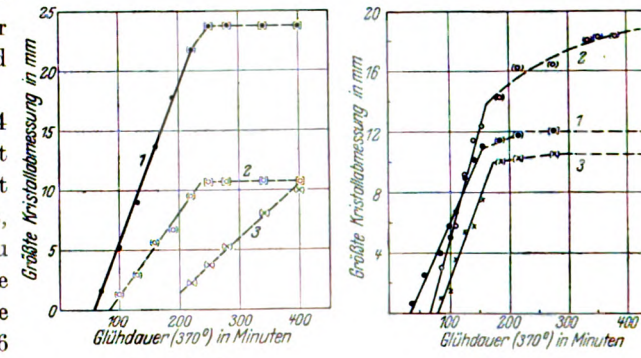
Abb. 5 und 6 lassen nun erkennen, daß die Kristalle nach verschiedenen Zeiten sichtbar werden und dann bei ungestörtem oder einseitigem Wachstum ihre Abmessungen linear mit der Zeit vergrößern[2].

Extrapoliert man den linearen Verlauf über die kurze, der Beobachtung schwer zugängliche Zeit vor dem ersten festgestellten Auftreten des Kristalls nach der Kristallgröße 0 hin, so erhält man als Abszissenwert die wahrscheinliche Geburtszeit des Kristallkeimes. Kristallkeime entstehen danach also erst nach gewissen Zeiten. Diese Zeiten tragen das Merkmal einer statistischen Gesetzmäßigkeit. Zum Beispiel traten die Kristalle 1, 2 und 3 in Abb. 4 bei annähernd gleichem Reckgrad (9,2 bis 9,5%)[1] nach 34, 68 und 80 Min. auf. Nach etwa 105 und 145 Min. konnte dann in der Nähe noch je ein weiterer neuer Kristall festgestellt werden. Nach rund 150 Min. waren die Kristalle bis auf eine kleine Stelle zusammengewachsen, die erst nach 300 Min. verschwunden war, ohne daß sich anscheinend darin ein weiterer Keim gebildet hatte. In diesem Stabe wurde nur noch ein weiterer Keimkristall in einem schwächer gedehnten Bereich (8,3%) nach 335 Min. beobachtet, der sich lang-

Tabelle 4. Größenänderungen von Aluminiumkristallen bei der Rekristallisation (370°).

Stab Nr. 5 (Fig. 3)				Stab Nr. 4 (Fig. 4)			
Glühdauer	Kristall			Glühdauer	Kristall		
Min.	1 mm	2 mm	3 mm	Min.	1 mm	2 mm	3 mm
70	1,7	—	—	35	0,6	—	—
100	5,3	(1,3)	—	58	2,5	—	—
130	9,0	(3,0)	—	85	4,0	3,0	1,0
160	13,7	(5,7)	—	100	5,8	5,0	1,5
190	17,7	(6,7)	—	110	6,7	5,8	3,6
220	(21,7)	(9,0)	(2,3)	125	9,0	9,2	5,4
250	[23,7]	[10,7]	(3,7)	140	10,1	11,5	5,8
280	[23,7]	[10,7]	(5,3)	155	11,0	12,3	7,5
340	[23,7]	[10,7]	(8,0)	185	(11,4)	(14,3)	(10,0)
400	[23,7]	[10,7]	(10,0)	215	(11,9)	(16,2)	(10,2)
				275	[12,0]	(16,4)	(10,5)
				335	—	(18,0)	—
				350	—	(18,2)	—
				380	—	(18,3)	—
				440	[12,0]	[18,5]	[10,5]

In runden Klammern (): Wachstum einseitig gehemmt.
In eckigen Klammern []: Wachstum allseitig gehemmt.



Stab Nr. 5. Stab Nr. 4.

Abb. 5 und 6. Größenänderung von Aluminiumkristallen während der Rekristallisation.

sam vergrößerte (2 mm in 2 St.). Ein genauerer Aufschluß über die Keimbildungsgeschwindigkeit bleibt einer weiteren Untersuchung vorbehalten.

Die lineare Wachstumsgeschwindigkeit dieser Kristalle ist andererseits weitgehend von der Zeit unabhängig. Wir können diesen Befund auch so ausdrücken, daß während der Rekristallisation ein neuer Kristall in der

[1] Vgl. R. Karnop und G. Sachs: a. a. O.

[2] Der gekrümmte Verlauf bei Kristall 2, Stab Nr. 4 (Abb. 6) erklärt sich wohl daraus, daß der Kristall allmählich in schwächer verformtes Material hineinwächst.

[1] Die Dehnung der Stäbe ist nicht ganz gleichmäßig und vielleicht auf ±0,3% genau angebbar.

Digitized by Google

Zeiteinheit eine seiner Oberfläche proportionale Anzahl von Atomen des verformten Materials seinem Kristallgitter anlagert. Die in dieser Zeit vor sich gehende Entfestigung erweist sich also, in Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen[1], als praktisch ohne Einfluß auf den Rekristallisationsvorgang. Nach vollständiger Rekristallisation kommen schließlich die Kornänderungen praktisch zum Stillstand, d. h. sie werden dann von einer geringeren Größenordnung.

Bemerkenswert sind noch die Tatsachen, daß die Wachstumsgeschwindigkeit an Stellen gleichen Reckgrades nichtsdestoweniger in gewissen Grenzen verschieden ist, z. B. bei den Kristallen 1, 2 und 3 nach Abb. 4 rund 0,045, 0,055 und 0,035 mm/min, und daß auch die entstehenden Kristalle zunächst meist als unregelmäßige Vielecke erscheinen.

Es läßt sich demnach als Grundlage für weitere Betrachtungen annehmen, daß die Wachstumsgeschwindigkeit bei der Rekristallisation von der Zeit unabhängig ist. Was die Kernzahl anbetrifft, so steht fest, daß die Einführung einer solchen Größe begründet ist. Ob sie von der Zeit unabhängig ist, wobei sie naturgemäß auf das jeweils noch vorhandene verformte Volumen zu beziehen ist, muß vorläufig dahingestellt bleiben. Jedenfalls dürfte diese einfache Annahme fürs erste zulässig sein.

3. Wir können nunmehr an die Berechnung der Kernzahl und Wachstumsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von Reckgrad und Glühtemperatur herangehen. Ist c die Kernzahl und w die Wachstumsgeschwindigkeit, die wir etwa der kubischen Symmetrie des Kupfers entsprechend in drei aufeinander senkrecht stehenden Richtungen wirken lassen, so bilden sich im jeweils unrekristallisierten Volumen $V_0 - V$ (V_0 = Volumen zur Zeit 0) im Zeitpunkt t und Zeitintervall dt die Zahl $(V_0 - V)\, c \cdot dt$ Kerne. Diese haben im Zeitpunkt t_1 das Volumen:

$$dV = (V_0 - V) \cdot c \cdot dt \cdot w^3 (t_1 - t)^3.$$

Und das von $t = 0$ bis $t = t_1$ rekristallisierte Gesamtvolumen ergibt sich aus:

$$\int_0^{V_1} \frac{dV}{V_0 - V} = \int_0^{t_1} c\, w^3 (t_1 - t)^3\, dt,$$

$$\ln \frac{V_0}{V_0 - V_1} = \frac{c w^3}{4} \cdot t_1^4. \qquad (1)$$

Diese Gleichung gilt natürlich nur, solange nicht die neugebildeten Kristalle sich gegenseitig in ihrem Wachstum behindern. In Wirklichkeit wird ja nach einiger Zeit eine solche Wachstumsbehinderung eintreten und das Volumen langsamer als entsprechend Gleichung (1) anwachsen. Von welchem Zeitpunkt ab dieser Einfluß ins Gewicht fällt, läßt sich vorläufig nicht übersehen; und es sei daher angenommen, daß er für unsere Rechnungen vernachlässigt werden darf. In weiteren Untersuchungen wird auch dieser Frage genauer nachgegangen werden.

[1] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 52, S. 301 bis 313. 1928. Die Rekristallisation einzelner Kristalle kann jedoch durch eine Entfestigung stark verzögert werden, vgl. F. Koref: Z. Metallkunde Bd. 17, S. 213 bis 220. 1925.

Aus unseren Beobachtungen ist entsprechend Abb. 1 die Zeit t_1 bekannt, in der das Volumen $V_1 \sim 0{,}5\, V_0$ rekristallisiert ist.

Für die Bestimmung der beiden Geschwindigkeitskonstanten c und w der Rekristallisation wird noch eine zweite Gleichung benötigt. Diese erhalten wir aus der Korngröße der jeweils größten[1], d. h. zuerst gebildeten Kristalle, deren Lineardimensionen nach der Zeit t_1:

$$d = 2\, w t_1 \qquad (2)$$

sein muß.

Die Bestimmungsgleichungen für die Kernzahl c und Wachstumsgeschwindigkeit w lauten dann endlich:

$$c = 32 \frac{\ln \frac{V_0}{V_0 - V_1}}{d^3 \cdot t_1}, \qquad (3)$$

$$w = \frac{d}{2 t_1}. \qquad (4)$$

Die Korngröße im Fixpunkt unserer Beobachtung war schwer feststellbar, da bei Kupfer die neugebildeten Kristalle unregelmäßige Korngrenzen besitzen und von Zwillingsstreifen durchsetzt sind. Immerhin ließ sich schätzen, daß die Abmessungen d der größten Kristalle etwa 0,2 bis 1 mm betrugen. Ein Einfluß der Glühtemperatur war dabei nicht zu beobachten. Und zwar fällt die Korngröße entsprechend der bekannten Gesetzmäßigkeit um so größer aus, je kleiner der Reckgrad (Querschnittsverminderung) q ist. Im vorliegenden Falle, wo q zwischen 0,03 und 0,18 schwankte, können wir den einfachen Ansatz machen, daß die Korngröße umgekehrt proportional dem Reckgrad ist, womit wir zumindest die Größenordnung der gesuchten Größen erhalten:

$$d \sim \frac{K_1}{q}. \qquad (5)$$

Mit $K_1 \sim 0{,}03$ mm, $\frac{V_1}{V_0} \sim 0{,}5 \left(\ln \frac{V_0}{V_0 - V_1} \sim 0{,}7\right)$ folgen dann die endgültigen Bestimmungsgleichungen für die Kernzahl c und Wachstumsgeschwindigkeit w:

$$c \sim 80 \cdot 10^4 \cdot \frac{q^3}{t_1} \cdot \mathrm{min}^{-1} \cdot \mathrm{mm}^{-3},$$

$$w \sim 15 \cdot 10^{-3} \frac{1}{q \cdot t_1} \cdot \mathrm{mm} \cdot \mathrm{min}^{-1}.$$

In Abb. 7 und 8 sind die nach diesen Gleichungen aus Abb. 2 berechneten Wachstumsgeschwindigkeiten w und Kernzahlen c in Abhängigkeit vom Reckgrad aufgetragen. Beide Größen nehmen in starkem Maße mit dem Reckgrad zu, und zwar besonders im Bereich kleiner Reckungen bzw. langsamer Wachstumsgeschwindigkeiten. Eine zusätzliche Reckung von 1% erhöht die Wachstumsgeschwindigkeit im untersuchten Bereich auf das 2- bis 1,3fache, die Kernzahl auf das 4- bis 1,7fache. Ein einfacher Zusammenhang mit dem Reckgrad läßt sich vorläufig nicht erkennen.

[1] Die größten Kristalle müssen auch deshab ins Auge gefaßt werden, weil bei Betrachtung der Oberfläche ein darunterliegender Kristall nicht seine volle Größe zeigt.

Die Korngröße ist bekanntlich in starkem Maße von nebensächlichen Faktoren, besonders von Verunreinigungen, abhängig. Aus Gleichung (3) und (4) folgt, daß solche Faktoren in außerordentlich starkem Maße die Keimzahl beeinflussen müssen, die Wachstumsgeschwindigkeit dagegen verhältnismäßig wenig.

Digitized by Google

Die Temperaturabhängigkeit der Größen ist, soweit es die vorliegenden Versuche mit einiger Zuverlässigkeit gestatten, in Abb. 9 und 10 wiedergegeben. Auch der

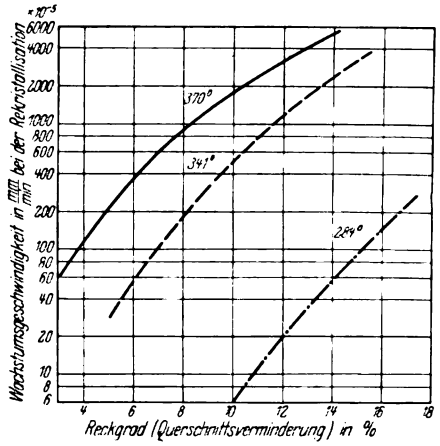


Abb. 7. Abhängigkeit der Wachstumsgeschwindigkeit bei der Rekristallisation von Kupfer vom Reckgrad.

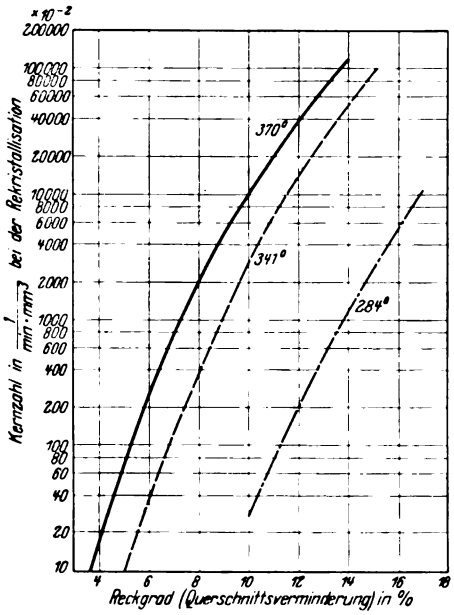


Abb. 8. Abhängigkeit der Kernzahl bei der Rekristallisation von Kupfer vom Reckgrad.

Temperatureinfluß ist bei langsamen Wachstumsgeschwindigkeiten besonders groß und nimmt dann erheblich ab. 10° Temperatursteigerung erhöhen die Wachstumsgeschwindigkeit etwa auf das 2- bis 1,3fache, die Keimbildungsgeschwindigkeit auf das 3- bis 1,3fache. Der Temperatureinfluß ist danach von gleicher Größenordnung wie bei allen Platzwechselvorgängen der Atome im festen Zustande, zu denen auch die Rekristallisation gehört.

Es soll vorläufig darauf verzichtet werden, eine theoretische Begründung der beobachteten Gesetzmäßigkeiten zu geben, da weitere Versuche zu dieser Frage im Gange sind. Jedenfalls bedarf eine umfassende

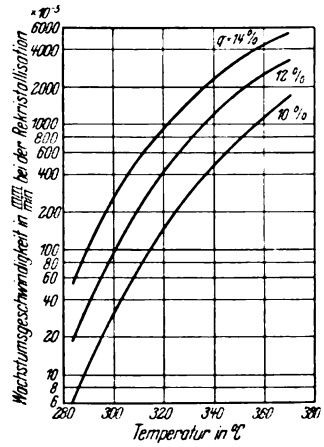


Abb. 9. Abhängigkeit der Wachstumsgeschwindigkeit bei der Rekristallisation von Kupfer von der Temperatur.

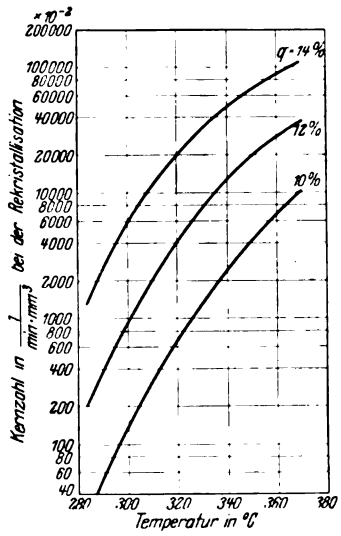


Abb. 10. Abhängigkeit der Kernzahl bei der Rekristallisation von Kupfer von der Temperatur.

Theorie der Rekristallisation, welche auch die feineren Zusammenhänge zu erklären imstande ist, einer eingehenderen experimentellen Unterlage als es bisher der Fall ist.

Die vorliegenden Versuche sind durch Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaften ermöglicht worden, wofür wir ihr besonderen Dank schulden.

Die Orientierung einzelner durch Rekristallisation gewonnener Kristalle.

Von **G. Sachs** und **J. Weerts**[1].

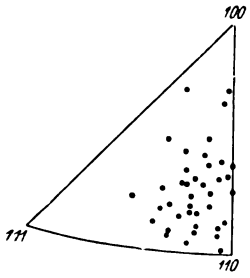
Über die Orientierung großer Kristalle von Aluminium und Aluminiumlegierungen, die durch Rekristallisation gewonnen sind, liegen eine Reihe von Bestimmungen vor, die sich nicht ohne weiteres vereinigen lassen. Im Laufe der Zeit haben wir jedoch Gelegenheit gehabt, eine größere Zahl von Kristallen zu untersuchen, mit dem aus Abb. 1 bis 12 ersichtlichen Ergebnis, daß die Orientierung der Kristalle maßgebend vom Gehalt an Verunreinigungen abhängig ist.

Sowohl Kristalle aus Aluminium als auch solche einer veredelbaren Aluminiumlegierung mit 5% Kupfer

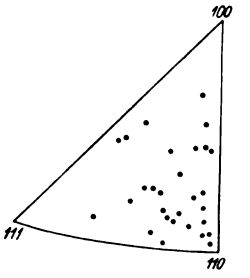
[1] Original: Z. Phys. Bd. 59, S. 497 bis 500. 1930.

Digitized by Google

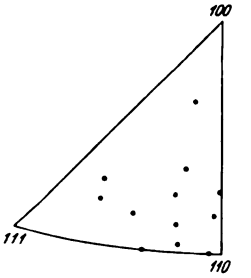
bevorzugen ausgesprochen die Flächendiagonale [110], wenn ihr Gehalt an Verunreinigungen gering ist.



0,08% Si, 0,20% Fe



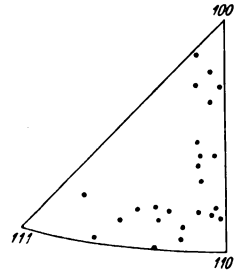
0,22% Si, 0,17% Fe (nach Elam).



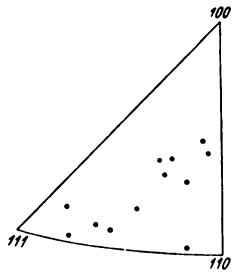
Zusammensetzung unbekannt.

Abb. 1 bis 3. Orientierung von Kristallen aus verhältnismäßig reinem Aluminium.

Dies gilt nach Abb. 1 für Aluminium mit einem Reinheitsgrad von 99,7% Al[1], und gleicherweise nach Abb. 2 für die von Elam untersuchten Aluminiumkristalle mit 99,6% Al[2]. Praktisch die gleiche Orientierungsmannigfaltigkeit wurde auch bei einer Anzahl von Kristallen (Abb. 3) gefunden, deren Zusammensetzung nicht festgestellt war[3]. Ähnlich ist ferner die Orientierung von neuerdings untersuchten Legierungskristallen (Abb. 4), die aus sehr reinem Aluminium erschmolzen waren. Dabei ist eigentümlicherweise noch die durch Würfelkante und Raumdiagonale gehende Zone stark besetzt. Bei einem aus verhältnismäßig kurzen Kristallen bestehenden Stabe des gleichen Materials war die Orientierung nach



Einzelne Kristalle.

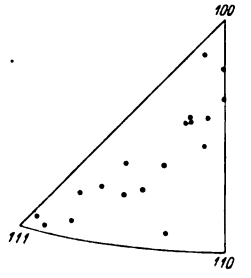


Stab mit mehreren kurzen Kristallen.

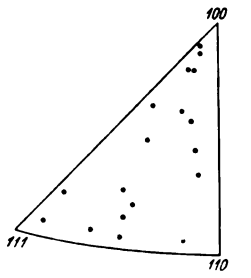
Abb. 4 und 5. Orientierung von Kristallen einer Legierung reinsten Aluminiums mit 5% Kupfer. 0,02% Si, 0,02% Fe, 5,1% Cu.

Abb. 5 weniger ausgesprochen; bei einem feinkristallinen Stabe trat eine Kristallgleichrichtung überhaupt nicht auf.

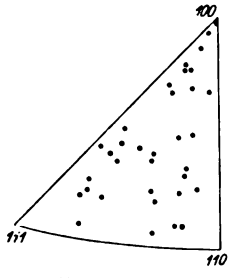
Unreineres Aluminium mit einem Reinheitsgrad von 99,1 bis 99,2% Al ließ bei verschiedenen voneinander unabhängigen Untersuchungen entsprechend Abb. 6[4], 7[1] und 8 (nicht veröffentlicht) eine Orientierungsbevorzugung kaum erkennen. Immerhin scheint die Flächendiagonale besonders bei den eisenreichen Kristallen (Abb. 6) etwas gemieden.



0,45% Si, 0,40% Fe.



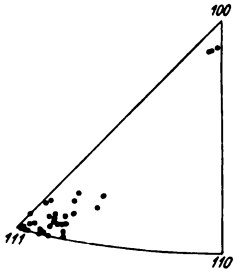
0,45% Si, 0,36% Fe.



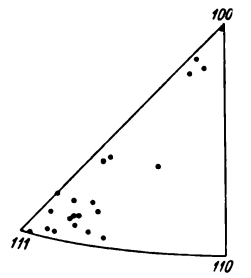
0,49% Si, 0,31% Fe.

Abb. 6 bis 8. Orientierung von Kristallen aus weniger reinem Aluminium.

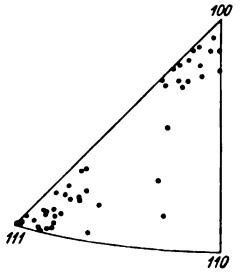
Bei Legierungskristallen mit etwa 0,5 bis 0,7% Verunreinigungen (Si + Fe) findet sich hingegen eine ausgesprochene Häufung der Orientierungen bei der Raumdiagonale [111] und Würfelkante [100], während die Flächendiagonale [110] ganz fehlt (Abb. 9[2], 10[3], 11[4] und 12 [nicht veröffentlicht]). Dabei zeigt sich noch weitergehend, entsprechend Tabelle 1, daß die Würfelkante um so häufiger auftritt, je größer der Si-Gehalt ist.



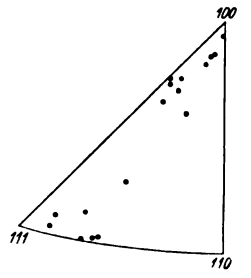
0,25% Si, 0,27% Fe, 5,0% Cu.



0,34% Si, 0,29% Fe, 4,9% Cu.



0,35% Si, 0,34% Fe, 4,9% Cu.



0,38% Si, 0,29% Fe, 4,95% Cu.

Abb. 9 bis 12. Orientierung von Kristallen aus Legierungen weniger reinen Aluminiums mit 5% Kupfer.

[1] J. Weerts: Z. techn. Phys. Bd. 9, S. 126 bis 136. 1928.
[2] C. F. Elam: Phil. Mag. (6) Bd. 50, S. 517 bis 520. 1925.
[3] E. Schiebold und G. Sachs: Z. Krist. Bd. 63, S. 34 bis 48. 1926.
[4] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 139. 1927.

[1] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 42, S. 283 bis 301. 1927.
[2] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Metallwirtsch. Bd. 8, S. 671 bis 680. 1929.
[3] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 49, S. 480 bis 497. 1928.
[4] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 53, S. 605 bis 618. 1929.

Digitized by Google

Tabelle 1. Einfluß der Verunreinigungen auf die Orientierung von Legierungskristallen mit 5% Cu.

	Verunreinigungen			Orientierung			
	Si	Fe	Si + Fe	nahe [111]		nahe [100]	
	%	%	%		%		%
Abb. 9 . .	0,25	0,27	0,52	29	91	3	9
„ 10 . .	0,34	0,29	0,63	17	81	4	19
„ 11 . .	0,35	0,34	0,69	27	59	16	35[1]
„ 12 . .	0,38	0,29	0,67	7	41	10	59

Die Ursache dieses eigentümlichen Einflusses der Verunreinigungen auf die Orientierung großer Rekristallisationskristalle ist vorläufig verborgen. Vielleicht besteht ein gewisser Zusammenhang mit der Tatsache, daß bei reinem Material einzelne Kristalle im allgemeinen schwerer zu gewinnen sind, d. h. die Kristalle im Durchschnitt kleiner ausfallen als bei unreinem Material. Auch der Kupferzusatz hat nach unseren Versuchen einen gleichartigen Einfluß, da sich bei Legierungen mit 1, 2 und 3% Cu-Gehalt nur kurze Kristalle ausbildeten, während bei einem Cu-Gehalt von 4 und 5% nach der gleichen Behandlung leicht große Kristalle gewonnen wurden.

Neuere Untersuchungen[1] lassen erkennen, daß die Ausbildung großer Kristalle bei der Rekristallisation nicht, wie bei anderen Kristallisationsvorgängen[2], auf einer Wachstumsauslese einer großen Zahl von Keimen beruht. Die Orientierung der entstehenden Keime muß vielmehr von vornherein durch die besprochenen Gesetzmäßigkeiten beeinflußt sein.

[1] Drei Kristalle liegen im Mittelfelde.

[1] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 60, S. 464 bis 480. 1930.

[2] R. Groß und M. Volmer: Z. Phys. Bd. 5, S. 188 bis 191. 1921; R. Groß und H. Möller: Z. Phys. Bd. 19, S. 375 bis 387. 1923.

Die Grobkristallisation von Aluminium.

Von **R. Karnop** und **G. Sachs**[1].

Die Kornänderungen beim Anlassen eines kaltverformten Stoffes bestehen:

1. im Zerfall der verformten und der Bildung neuer Kristalle und

2. im Weiterwachsen der neuen Kristalle unter gegenseitiger Aufzehrung.

Während über den ersten Vorgang, die Rekristallisation, ein umfangreiches Versuchsmaterial vorliegt, sind über den zweiten, das Kornwachstum oder die Sammelkristallisation, bisher nur wenige systematische Untersuchungen durchgeführt[2]. Mit den Gesetzmäßigkeiten der Sammelkristallisation bei Aluminium beschäftigen sich anscheinend nur Arbeiten von Feitknecht[3], sowie von van Arkel und van Bruggen[4], wonach dieser Vorgang sehr verwickelt und undurchsichtig erscheint.

Vom technischen Gesichtspunkte interessiert besonders die Frage nach der Ausbildung sehr großer Kristalle, die nicht nur durch Rekristallisation nach kleinen Verformungen, sondern auch durch Sammelkristallisation bei hohen Temperaturen entstehen können. Eine Frage der Sammelkristallisation ist zweifellos die Überführung von feinkristallinem Wolfram in große Kristalle, die wegen ihrer Bedeutung für die Glühlampenindustrie eingehend untersucht worden ist[5, 6]. Große Kristalle bei hochgeglühtem Material sind ferner auch bei Aluminium[7], und gelegentlich auch bei Zink und Tantal beobachtet worden. Jedoch sind bisher die näheren Bedingungen für die Entstehung großer Kristalle bei diesen Stoffen nicht bekannt. Es wurden daher an Aluminium verschiedener Reinheit einige systematische Versuchsreihen über die Grobkristallisation durchgeführt.

1. Die Grobkristallisation ist, wie schon die früheren Beobachtungen an Wolfram[5, 6] sowie eigene Beobachtungen an Aluminium[7] und Zink gezeigt haben, maßgebend von geringen Verunreinigungen der Stoffe abhängig. Es wurden daher vier Sorten Handelsaluminium, deren Analyse Tafel 1 zeigt, von 10 mm auf verschiedene Durchmesser gezogen, dann bei 350°, $^1/_2$ Stde. ausgeglüht, weiter gezogen und schließlich bei verschiedenen Temperaturen, $^1/_2$ Stde. geglüht. Die Abstufung der Durchmesser geschah in der Weise, daß zum Schluß 2,6 mm starke Drähte mit Ziehgraden von 10, 30, 50, 70 und 90% vorlagen. Das Ergebnis der Glühungen geht aus Abb. 1 bis 5 hervor.

Tafel 1.
Analyse der untersuchten Aluminiumsorten.

Bezeichnung	% Al als Rest	% Si	% Fe	% Cu
Al 99,9	99,86	0,07	0,04	0,03
Al 99,2	99,16	0,32	0,47	0,04
Al 99,1	99,09	0,47	0,40	0,04
Al 98,2	98,25	0,43	1,27	0,05

Was zunächst den Einfluß der Verunreinigungen anbetrifft, so zeigt sich beim reinsten amerikanischen Al 99,9 schon bald nach der etwa zwischen 300 und 400° eingetretenen Rekristallisation eine deutliche Kornvergröberung[8]. Die Korngröße wächst zunächst anscheinend gleichmäßig mit zunehmender Glühtemperatur. Von 500° ab jedoch scheinen nach Abb. 1 bei den stärkst

[1] Original: Metallwirtsch. Bd. 8, S. 1115 bis 1118. 1929.

[2] Neuerdings ist das Kornwachstum bei verformten Salzen eingehend von G. Tammann und K. L. Dreyer: Z. anorg. Chem. Bd. 182, S. 289—313. 1929 verfolgt worden.

[3] W. Feitknecht: J. Inst. Metals Bd. 35, S. 131—172. 1926.

[4] A. E. van Arkel und M. G. van Bruggen: Z. Phys. Bd. 42, S. 795—806. 1927; Bd. 51, S. 520—533. 1928.

[5] Z. Jeffries und R. S. Archer: The Science of Metals, New York, S. 111ff. 1924.

[6] H. Alterthum: Z. physik. Chem. Bd. 110, S. 1—16. 1924.

[7] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 90—93. 1927.

[8] Siehe Anm. 7, S. 94.

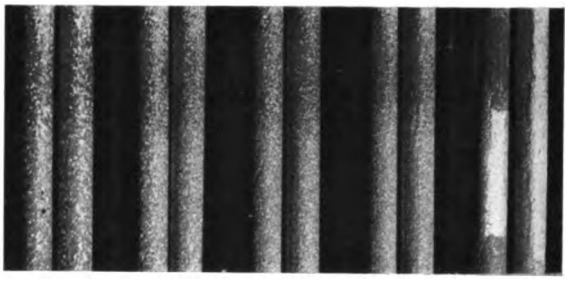
Digitized by Google

450° ½ Stde.

500° ½ Stde.

500° ½ Stde.

550° ½ Stde.



550° ½ Stde.

600° ½ Stde.

600° ½ Stde.

655° ½ Stde.

gezogen 10% 30% 50% 70% 90%

Abb. 1. Grobkristallisation von sehr reinem Aluminium (2× vergr.).

655° ½ Stde.

10% 30% 50% 70% 90%

Abb. 2. Grobkristallisation von Aluminium mit 0,32% Si und 0,47% Fe (2× vergr.).

Digitized by Google

gezogenen Drähten vereinzelt besonders große Kristalle zu entstehen. Bei 550° weisen dann alle Drähte außer den am schwächsten gezogenen sehr große Kristalle auf, und von 600° ab vereinzelt auch die um 10% gereckten. Diese Beobachtungen gestatten für Al 99,9 eine Abhängigkeit der Grobkristallisationstemperatur entsprechend Abb. 4 festzulegen. Wenn auch vielleicht die Korngrößenänderungen nicht wirklich sprunghaft erfolgen, so sind sie doch ausgesprochen genug, um zu einer solchen Darstellung zu berechtigen.

Bei dem nächst reinen Al 99,2 tritt die Grobkristallisation nach Abb. 2 und 5 erst 100° später als beim reinsten Aluminium auf. Dafür ist sie aber wesentlich schärfer ausgeprägt, da unvermittelt aus einer feinkörnigen Grundmasse heraus sehr große Kristalle entstehen. Die Erscheinung sieht fast wie eine „zweite Re-

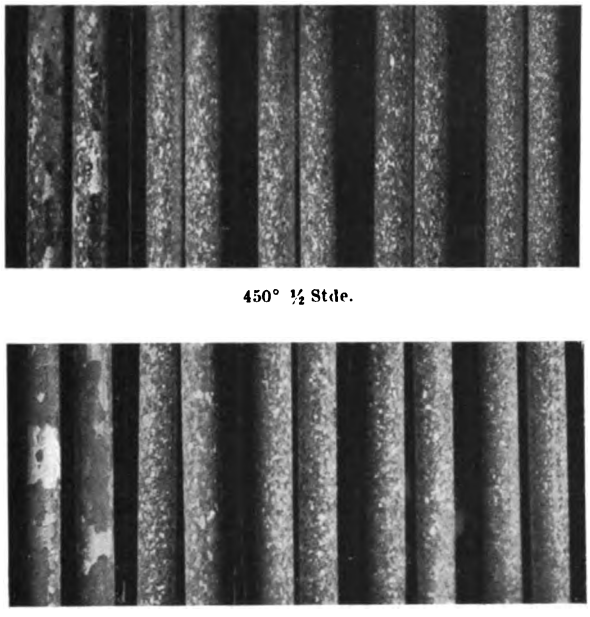


Abb. 3. Ausbleiben der Grobkristallisation bei Aluminium mit 0,47% Si und 0,40% Fe (2× vergr.).

kristallisation" aus, unterscheidet sich aber von der wirklichen Rekristallisation, wie frühere Versuche zeigen[1], dadurch, daß die großen Kristalle durch Weiterwachsen kleiner Kristalle und nicht durch Neubildung entstehen.

Die beiden unreinsten untersuchten Aluminiumsorten Al 99,1 und Al 98,2 blieben nach $^1/_2$stündigem Anlassen und auch nach 3stündigem Anlassen bis 655° praktisch unverändert, und zwar die höheren Reckgrade feinkörnig. Der niedrigste Reckgrad (10%) von Al 99,1 war, wie Abb. 3 zeigt, von vornherein durch Rekristallisation verhältnismäßig grobkörnig geworden. Überhaupt fällt bei diesem Material das im ganzen gröbere Korn auf.

Mit wachsendem Gehalt an Verunreinigungen nimmt also die Neigung des Aluminiums zur Grobkristallisation schnell ab. Bei dem unreinen Material fallen aber die Kristalle, falls Grobkristallisation überhaupt eintritt, besonders groß aus. Ferner sind sie dann nach Abb. 1 und 2 um so größer, je niedriger der Reckgrad, und auch, je niedriger die Glühtemperatur ist. Schnelles Durchschreiten der Temperatur beginnender Grobkristallisation scheint danach das Kornwachstum zurückzuhalten[1].

2. Die Verunreinigungen in technischem Aluminium sind vorwiegend Eisen und Silizium. Welcher dieser beiden Stoffe die Grobkristallisation besonders beeinflußt, ist aus den obigen Versuchen nicht ohne weiteres zu erkennen.

Es wurden daher einige Versuche an reinstem Aluminium, sowie an Proben, die mit 0,3% Silizium bzw. mit 0,3% Eisen legiert waren, durchgeführt. Von den Materialien lagen Drähte von 1 mm Durchmesser vor, die aus 5 bis 8 mm starken Walzdrähten ohne Zwischenglühung herabgezogen waren.

Abb. 6 zeigt, daß die Grobkristallisation von Eisen in viel stärkerem Maße als von Silizium zurückgehalten

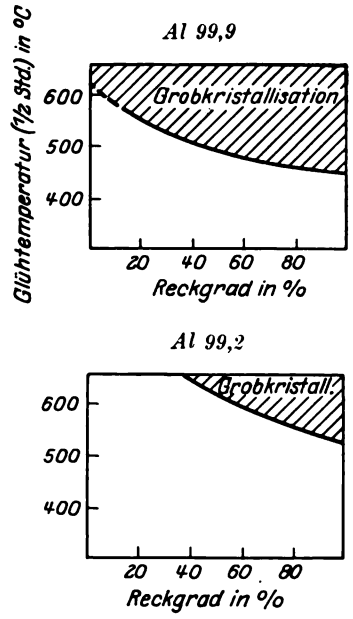


Abb. 4 und 5. Temperaturgebiete der Grobkristallisation bei Aluminium verschiedenen Reinheitsgrades.

wird. Das Silizium hat vielleicht eine geringe Erhöhung der Grenztemperatur und Vergrößerung der dabei entstehenden Kristalle zur Folge. Bei höheren Temperaturen fallen dann aber die Kristalle beim reinen Aluminium deutlich am größten aus. Der geringe Eisenzusatz setzt dagegen die Temperatur der Grobkristallisation um 50 bis 100° herauf und führt wieder zu besonders großen Kristallen.

Danach erscheint der Eisengehalt hauptsächlich in der Behinderung der Grobkristallisation wirksam, während das Silizium, das hier größtenteils in fester Lösung vorliegen dürfte, von geringem Einfluß ist[2].

Die Beobachtungen am technischen Material decken sich jedoch mit dieser Feststellung nicht. Das Al 99,2, das übrigens vom Lieferwerk als 99,5proz. Aluminium

[1] Siehe Anm. 3, S. 94.

[1] Vgl. die Versuche von H. Röhrig: Z. Metallkunde Bd. 16, S. 265—270. 1924, die vielleicht ebenfalls in diesem Sinne zu deuten sind.

[2] Vgl. auch die Versuche von E. Saeftel und G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 17, S. 158. 1925, über den Einfluß von Kadmium auf Silber.

Digitized by Google

angeliefert war, enthält mehr Eisen als das Al 99,1. Nichtsdestoweniger zeigt Al 99,2 ausgeprägte Grobkristallisation, Al 99,1 dagegen nicht. Bei der Beurteilung dieser Tatsache muß jedoch berücksichtigt werden, daß die Analyse auf Silizium und Eisen nicht allein als ausschlaggebend für den „Reinheitsgrad" des Aluminiums angesehen werden kann. Für die Beeinflussung der Grobkristallisation kommen wahrscheinlich auch noch Verunreinigungen an Gasen und anderes mehr in Frage, die analytisch nicht ohne weiteres nachweisbar sind. Auch die Verarbeitungsfähigkeit des Aluminiums ist ja bekanntlich keineswegs vom Silizium- und Eisengehalt allein abhängig, sondern z. B. bei einem aus Abfällen erschmolzenen und darum gashaltigeren Material wesentlich verschlechtert.

3. Eine Beeinflussung der Grobkristallisation bei einem vorliegenden Material ist, wie Abb. 4 und 5 zeigen, in erster Linie durch die Wahl der Abnahme zwischen den letzten Glühungen möglich. Der um 30% gezogene Draht wird, sowohl bei Al 99,9 wie bei Al 99,2, erst bei einer etwa 100° höheren Temperatur grobkörnig als der um 90% gezogene. Der um 10% gezogene Draht fällt für diesen Vergleich, und damit auch für eine Unterdrückung der Grobkristallisation aus, da er von vornherein zu verhältnismäßig großen Kristallen rekristallisieren kann (vgl. Abb. 3), die sich dann allerdings nicht mehr wesentlich ändern.

4. Von gewissem Einfluß auf die Grobkristallisation könnte auch der chemisch-physikalische Zustand des Siliziums sein, der durch Wärmebehandlung geändert werden kann. Es wurden daher einige Proben bei einer Dicke von 7,9 mm entsprechend Tafel 2 verschieden behandelt, dann um 90% auf 3 mm Durchmesser herabgezogen und wieder bei verschiedenen Temperaturen angelassen.

Tafel 2. Übersicht über die Behandlung einiger Proben von Al 99,2.

Probe	Behandlung bei 7,9 mm ⌀
a	350°, $^1/_2$ Stde. geglüht, im Ofen erkaltet
b	550°, $^1/_2$ Stde. geglüht, im Ofen erkaltet
c	550°, $^1/_2$ Stde. geglüht, abgeschreckt

Das Ergebnis der Versuche war den Erwartungen entsprechend, daß die von hohen Temperaturen abgeschreckten Probe infolge ihres geringeren Gehaltes an freien Verunreinigungen weniger zur Grobkörnigkeit neigte. Während die vor dem Ziehen bei 350° geglühten Proben bei 550° sehr grobkörnig wurden, zeigten sich bei dem vor dem Ziehen von 550° langsam abgekühlten Material nach dem Ziehen und erneuter Glühung bei 550° nur eine Anzahl größerer Kristalle und erst bei 600° eine durchgängige Grobkristallisation. Bei den vor dem Ziehen von 550° abgeschreckten Proben hatten sich bei 500° ganz vereinzelt und bei 600° auch erst eine Anzahl von Kristallen von einigen Millimetern Durchmesser gebildet. Nach dem Glühen bei 650° war auch hier eine deutliche Abstufung in der Korngröße zu erkennen, derart, daß bei dem niedrig geglühtem Material Kristalle bis zu 10 mm Länge, bei dem von 550° abgeschreckten nur solche bis zu etwa 1 mm Länge entstanden waren.

Ferner wurde noch durch einige Versuche wahrscheinlich gemacht, daß grobkörniges Ausgangsmaterial

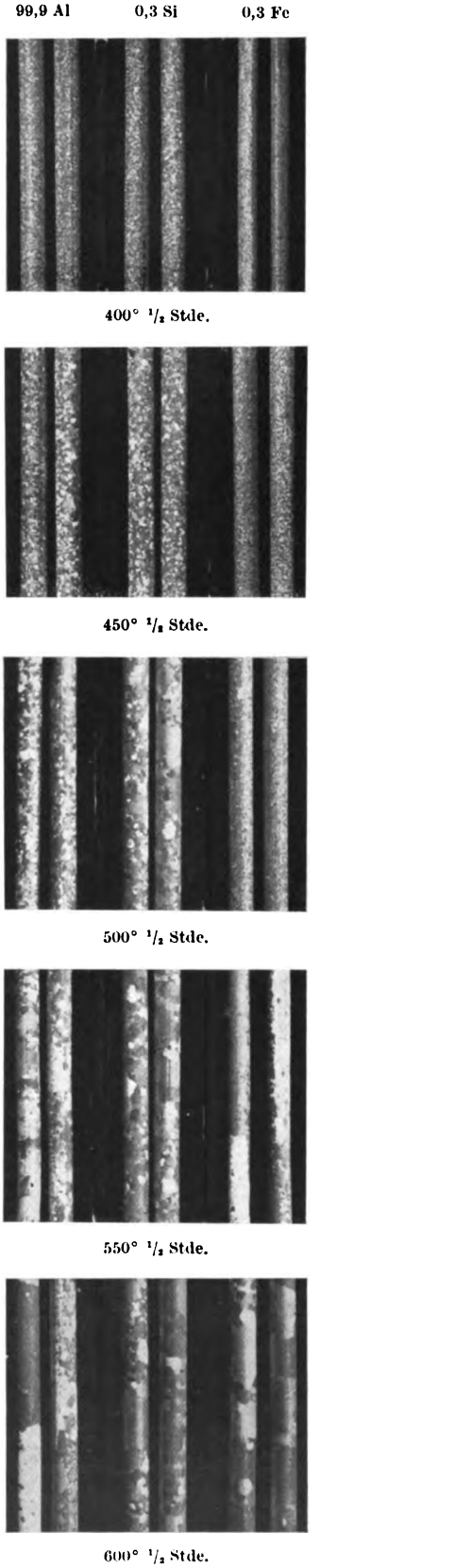


Abb. 6. Grobkristallisation von reinstem Aluminium mit verschiedenen Zusätzen (4 × vergr.).

— sei es durch Überhitzen, sei es durch Recken gewonnen — auch späterhin zur Grobkörnigkeit mehr neigt als feinkörniges.

Digitized by Google

5. Der Nachteil des groben Kornes für die technische Verwendung des Aluminiums ist in erster Linie die da-

Abb. 7. Grobkörniges und stark überhitztes Aluminiumstäbchen, beim Zugversuch in den Korngrenzen gerissen (2× vergr.).

durch hervorgerufene rauhe Oberfläche nach Verformungen, z. B. bei Blechwaren. Dagegen zeigt sich im Gegensatz zur häufigen Annahme ein grobes Korn keineswegs von vornherein spröde und zur Rißbildung neigend. Erst nach besonders starker Überhitzung wird grobkörniges Material auch besonders spröde. Die Verunreinigungen haben sich dann an den Korngrenzen angehäuft, die sogar unter Umständen infolge der dadurch bewirkten Erniedrigung der Schmelztemperatur teilweise anschmelzen können. Dies wirkt sich dann bei grobkörnigem Material besonders ungünstig auf die Tragfähigkeit aus, da leicht entsprechend Abb. 7 ein Bruch in den Korngrenzen eintritt. Eine Schädigung tritt aber auch bei feinkörnigem Material durch eine solche Behandlung ein.

Grundtatsachen der Kristallplastizität und Versuche zu ihrer theoretischen Deutung.

Von **W. Boas** und **E. Schmid**[1].

Die Mechanismen der plastischen Kristalldeformation sind die Translation und die mechanische Zwillingsbildung. Dem Kristallographen sind diese Vorgänge schon seit Jahrzehnten bekannt, und es liegt heute auch bereits ein sehr großes Beobachtungsmaterial über Translations- und Zwillingselemente vor. Quantitative Untersuchungen über den Kraftverlauf während der Deformation sind erst seit einigen Jahren angestellt worden. Die Versuche sind meistens an großen Metallkristallen durchgeführt worden und hier wieder betreffen sie vorwiegend die Translation. Über einige neuere Arbeiten, die sich mit diesem Gegenstand befassen und die vor allem die einer theoretischen Erklärung bedürftigen Grundtatsachen deutlich hervortreten lassen, wird nachfolgend berichtet.

Zunächst ist aber einiges vorauszuschicken über die Größe, durch die wir die Plastizität eines Kristalls (zufolge Translation) messen.

I. Physikalische Rechtfertigung der kritischen Schubspannung.

In Abb. 1 sind am Beispiel zweier Kadmiumkristalle die Anfänge der Dehnungskurven gezeichnet[2]. Man erkennt, daß auf ein Gebiet sehr starker Verfestigung (steiler Lastanstieg mit geringer Dehnung) sehr unvermittelt ein Gebiet ausgiebiger Dehnung bei nur geringem Spannungsanstieg folgt. Der Übergang ist stets so schroff, daß der Spannung, bei welcher die ausgiebige Translation einsetzt, wohl eine physikalische Bedeutung zuzuschreiben ist; sie wird als Streckgrenze des Kristalls bezeichnet[3]. Auch Fließversuche führen zu einer sehr scharfen Definition der Streckgrenze. Abb. 2 zeigt dies für einen Kadmiumkristall, den man unter verschiedenen Spannungen fließen ließ. Es ergibt sich, daß die Fließgeschwindigkeit bei der Erreichung einer gewissen Spannung unstetig stark ansteigt (Kurve 3). Der Vergleich des so erhaltenen ausgezeichneten Spannungswertes mit der aus der Dehnungskurve ermittelten Streckgrenze ergibt Übereinstimmung beider Werte.

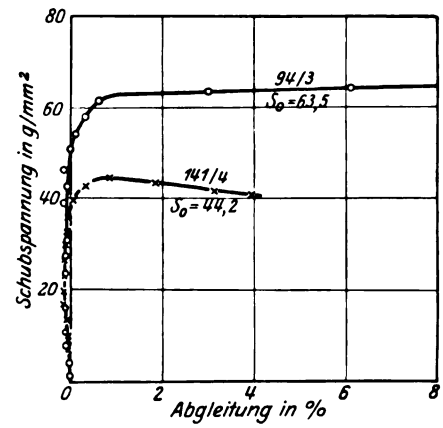


Abb. 1. Beginn der Dehnung von Cd-Kristallen.

Zerlegen wir nun die an der Streckgrenze herrschende Spannung in ihre Komponenten (vgl. Abb. 3), so folgen, wenn χ bzw. λ die Winkel zwischen Zugrichtung und

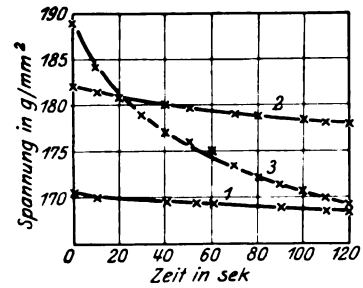


Abb. 2. Fließkurven eines Cd-Kristalles nach verschieden starker Beanspruchung. (Eine Spannungsabnahme von 10 g mm² entspricht hier einer Dehnung von 0,67%.)

Translationsfläche bzw. -Richtung sind, die Ausdrücke $S = \sigma \cdot \sin\chi \cdot \cos\lambda$ für die Schubkomponente in der Richtung der Abgleitung und $N = \sigma \sin^2\chi$ für die Normalkomponente. Die experimentelle Verfolgung der Abhängigkeit der Streckgrenze von der Lage der Translationselemente im Kristall hat nun zu dem Ergebnis geführt, daß die Erreichung einer bestimmten Schubkomponente maßgebend ist für das Einsetzen ausgiebiger Translation. Die auf die Trans-

[1] Original: Kultur und Technik (russisch), Moskau 1930, S. 30.

[2] W. Boas und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 54, S. 16. 1929. Daselbst auch ausführliche Literaturangaben.

[3] Die Streckgrenze eines Einkristalls ist also nicht, wie die des Vielkristalls, durch Definition festgelegt (0.2% plastische Dehnung), sondern besitzt eine im Wesen des Vorganges begründete physikalische Bedeutung.

Digitized by Google

lationsfläche wirkende Normalkomponente, welche Schwankungen wie 1:65 aufwies, hat sich als unwesentlich herausgestellt. Abb. 4 zeigt diesen Tatbestand am

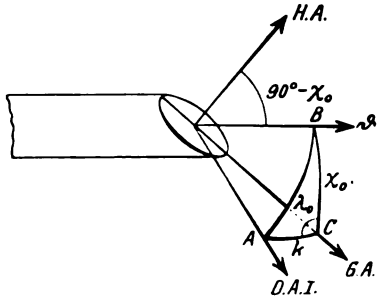


Abb. 3. Komponentenzerlegung der Zugspannung.
H.A. = hexagonale Achse. *D.A.I.* = digonale Achse I. Art.
B = Drahtachse. *G.A.* = große Achse der Gleitellipse.

Beispiel des Zinkkristalls[1]. Die bei verschiedenen Kristallorientierungen beobachteten Streckgrenzwerte werden durch die Kurve, die unter der Annahme konstanter „kritischer" Schubfestigkeit der Translationsfläche berechnet ist, gut ausgeglichen. Man kann sich leicht davon überzeugen, daß andere Bruchgefahrhypothesen, wie sie für den Vielkristall im Laufe der Jahrhunderte mit mehr oder weniger Erfolg aufgestellt wurden, beim Einkristall versagen (größte Hauptdehnung, Hauptspannung, Gesamtenergie, Gestaltänderungsenergie).

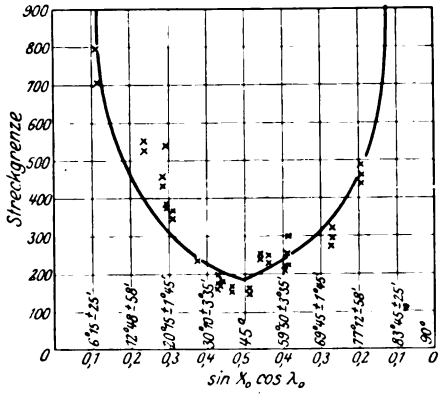


Abb. 4. Streckgrenze von Zn-Kristallen als Funktion der Orientierung der Translationselemente.

Ein sehr eleganter Ansatz zur Beschreibung der Kristallplastizität rührt von v. Mises her[2]. Als Fließbedingung wird eine allgemeine quadratische Funktion der Normal- und Schubspannungen angesetzt, die an der Streckgrenze einen charakteristischen konstanten Wert erreichen soll [$F(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_x, \tau_y, \tau_z) = \text{const.}$]. Die Anzahl (21) der in dieser Gleichung auftretenden Konstanten verringert sich durch die Annahme der Unwirksamkeit allseitig hydrostatischen Druckes zunächst auf 15 und weiter durch Berücksichtigung der Symmetrie der verschiedenen Kristallsysteme noch sehr erheblich. Für kubische Kristalle ergibt sich für die Streckgrenze in einer durch die Winkel α, β, γ zu den Hauptachsen gegebenen Richtung der Ausdruck

$$\sigma = \frac{K}{\sqrt{2 + (\varkappa - 6)(\cos^2\alpha\cos^2\beta + \cos^2\beta\cos^2\gamma + \cos^2\gamma\cos^2\alpha)}};$$

im hexagonalen System gilt für eine Richtung unter dem Winkel γ zur hexagonalen Achse

$$\sigma = \frac{K}{\sqrt{1 + \lambda + (\varkappa - 2\lambda - 4)\cos^2\gamma - (\varkappa - \lambda - 5)\cdot\cos^4\gamma}}$$

(K, k bzw. $K, \varkappa, \lambda$ Konstante). Ein Vergleich mit den Beobachtungen ließ es bei hexagonalen Metallen zunächst als unentschieden erscheinen, welche der beiden Fließbedingungen (quadratischer Spannungsansatz oder Schubspannung) die bessere ist. Versuche an kubischen Kristallen scheinen aber doch dem Schubspannungsgesetz den Vorzug zu geben. Aus der v. Misesschen Bedingung ergibt sich nämlich, wenn σ_1, σ_2 und σ_3 die für Würfelkante, Flächendiagonale und Raumdiagonale gültigen Streckgrenzenwerte sind, die von den Konstanten freie Gleichung:

$$4\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^2 - 3\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_3}\right)^2 = 1.$$

Nach dem Schubspannungsgesetz hat dieser Ausdruck für die Translationselemente $T = (111)\,t = [101]$; $T = (101)\,t = [111]$; $T = (112)\,t = [111]$; $T =$ banal $t = [111]$ den Wert 2,7. Die Versuche an Messingkristallen von Masima und Sachs[1] führen auf 3,1.

Des weiteren ergibt sich aus der v. Misesschen Bedingung, daß das Minimum der Streckgrenze entweder in der Würfelkante oder in der Raumdiagonale liegt. Das Schubspannungsgesetz führt auf eine Lage, in der sowohl die Translationsfläche wie -richtung 45° mit der Zugrichtung einschließen. Für $T = (111)\ t = [101]$ ist dies eine Richtung, die man erhält, wenn man zunächst sich in der Würfelfläche um etwa 25° von einer Würfelkante entfernt und sodann um etwa 5° aus der Fläche heraustritt. Messungen von Sachs[2] und Mitarbeitern an Messing und Cu-Al-Kristallen zeigen, daß das Minimum in der Nähe der vom Schubspannungsgesetz geforderten Orientierung liegt. Damit dürfte die Überlegenheit des Schubspannungsgesetzes gegenüber der einzigen für den Einkristall noch zur Diskussion stehenden Fließbedingung dargetan sein.

Für den ungeordneten Vielkristall kubisch flächenzentrierter Metalle ist durch Mittelwertbildung über die Gesamtheit der Orientierungen G. Sachs[3] der Nachweis gelungen, daß im Torsionsversuch die größte Schubspannung an der Fließgrenze um 15% höher liegt als im einfachen Zugversuch, wenn man für den Einzelkristall das Schubspannungsgesetz zugrunde legt. Der experimentell gefundene Unterschied beträgt 12% und wurde bisher stets als Bestätigung der Gestaltsänderungshypothese angesehen, welche ebenfalls einen Überschuß von 15% liefert.

Für die physikalische Bedeutung der kritischen Schubspannung spricht unseres Erachtens auch, daß mit ihrer Hilfe der weitere Kraftverlauf während der Dehnung einfach beschreibbar ist. Ebenso wie die Streckgrenze wird auch die Dehnungskurve stark von der Orientierung beeinflußt. Das ganze Spektrum der

[1] P. Rosbaud und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 32, S. 197. 1925.

[2] R. v. Mises: Z. angew. Math. Mech. Bd. 8, S. 161. 1928.

[1] M. Masima und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 50, S. 161. 1928.

[2] M. Masima und G. Sachs: a. a. O.; R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 49, S. 480. 1928.

[3] G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 734. 1928.

Digitized by Google

Dehnungskurven kann aber auf eine einzige Kurve zurückgeführt werden, die die Schubspannung im Translationssystem als Funktion der Abgleitung darstellt.

Wir glauben, daß durch das Vorausgehende eine genügende Rechtfertigung für die Verwendung der kritischen Schubspannung als kennzeichnende Größe für die Kristallplastizität gegeben ist. Eine Bemerkung ist hierzu allerdings noch zu machen, die die elastische Schiebung an der Streckgrenze betrifft. Es zeigt sich nämlich daß in den bisher untersuchten Fällen die Bedingung konstanter Schubfestigkeit identisch ist mit einer Bedingung konstanter elastischer Schiebung. Die Schiebung ist hier proportional der Schubspannung. Diese Proportionalität besteht jedoch nicht bei der Translation raumzentrierter Kristalle und der des tetragonalen Zinnkristalles, so daß eine Verfolgung der Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze solcher Kristalle zwischen den beiden Möglichkeiten konstanter Schubspannung oder konstanter Schiebung entscheiden kann[1].

II. Eigenschaften der kritischen Schubspannung.

An Hand der kritischen Schubspannung, deren physikalische Bedeutung für die Translation eben erwiesen wurde, soll nun eine Beschreibung des Beobachtungsmaterials, sofern es für eine physikalische Erklärung von Wichtigkeit ist, gegeben werden.

Tabelle 1. Kritische Schubspannung und elastische Schiebung an der Streckgrenze von Metallkristallen.

Metall	Kristallklasse	Kritische Schubspannung kg/mm²	Schubmodul kg/mm²	Schiebung
Cd	D_{6h}	0,058	1730	$3{,}35 \cdot 10^{-5}$
Zn	D_{6h}	0,094	4080	2,30
Bi.	D_{3d}	0,221	970	22,8
α-Messing . . .	O_h	1,44	2440	58,6
Al (5% Cu) veredelt	O_h	9,30	2450	379

Der Punkt, auf den zuerst wegen seiner Bedeutung für die Theorie des Festkörpers hinzuweisen ist, ist die Größe der Schubspannung. Aus der Tabelle, die die bisher an Metallkristallen beobachteten Schubspannungen und Schiebungen an der Streckgrenze enthält, entnehmen wir, daß die elastische Schiebung in der Translationsrichtung bei reinen Metallen von der Größenordnung 10^{-4} ist. D. h. es genügt die Verschiebung eines Atoms aus seiner Gleichgewichtslage um etwa 0,1 ‰ der Identitätsperiode in der Gleichrichtung, damit der Kristall zu fließen beginnt; eine Verschiebung um die halbe Identitätsperiode, die man zunächst vermuten würde, ist nicht erforderlich[2]. Es ist auch bisher auf keine Weise gelungen, die hiernach etwa 5000mal höher zu erwartende Schubfestigkeit im Experiment zu erreichen. Bei allen Vorgängen, durch die eine Änderung der Schubfestigkeit erzielt wird, bleibt die Schubspannung weit unterhalb des theoretischen Wertes.

Von Einfluß auf den Wert der kritischen Schubspannung sind die Erzeugungsbedingungen und die Vorbehandlung des Kristalls: durch kleinere Kristallisationsgeschwindigkeit und durch Glühen des unbeanspruchten Kristalls wird die Schubfestigkeit herabgesetzt, bei Kadmiumkristallen um mehr als die Hälfte. Der Reinheitsgrad des Metalls ist insofern von Bedeutung, als die Schubspannung durch Zusätze (Legierung, Einlagerung) steigt. Allgemein läßt sich wohl sagen, daß die Schubfestigkeit des Translationssystems um so größer ist, je mehr Störungen man im Gitterbau vermuten möchte ohne Rücksicht auf deren Herkunft: außer der eben erwähnten schnellen und somit ungleichmäßigen Kristallisation und den Verunreinigungen gehören hierher die Tatsache der Verfestigung durch plastische Deformation, die ja, wie röntgenographisch (Asterismus) nachgewiesen ist, mit einer Zerstörung des idealen Kristallgitters verbunden ist, und die Beobachtung, daß die Festigkeit des Polykristalls wesentlich größer als die des Einkristalls ist.

Der Einfluß der Dehnungsgeschwindigkeit ist nur gering und auch die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung ist bemerkenswert klein; während bei Zinkkristallen bei Zimmertemperatur die Basisfläche bei einer Schubspannung von 94 g/mm² abzugleiten beginnt, beträgt der Wert dieser Spannung bei der Temperatur der flüssigen Luft erst 120 g/mm². Von M. Polanyi und dem einen von uns sind diese Versuche bis zur Temperatur des flüssigen Wasserstoffes ausgedehnt worden[1]. Der dabei verwendete Apparat (Abb. 5) ist ein Fadendehnungsapparat nach M. Polanyi, der so abgeändert wurde, daß der Kristall völlig in das Temperaturbad eingetaucht werden konnte[2]. In Abb. 6 sind die Anfangsteile der Dehnungskurven eines Zinkkristalles wiedergegeben, die bei verschiedenen Temperaturen erhalten worden sind. Es zeigt sich, daß der Übergang von flüssiger Luft auf flüssigem Wasserstoff keine nennenswerte Steigerung der Streckgrenze bedingt. Die ausführliche Untersuchung der Streckgrenze von Cd-Kristallen von 20° absolut bis in die Nähe des Schmelzpunktes führte auf den in Abb. 7 dargestellten Verlauf der Schubspannung als Funktion der Temperatur[3]. Man erkennt, daß von etwa 190° C an die Schubfestigkeit bis in unmittelbare Nähe des Schmelzpunktes hin konstant bleibt. Der Anstieg bei sinkender Temperatur ist ungefähr linear, und es liegt nach dem jetzigen Versuchsmaterial kein Grund zur Annahme vor, daß die Schubspannung bei weiterer Temperaturabnahme auf etwa den 5000fachen Wert, der nach dem Obengesag-

[1] W. Boas und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 56, S. 516. 1929.

[2] Zufolge der Temperaturbewegung erreichen die Schwingungsamplituden eines Atoms bis 10% des Atomabstandes ohne Instabilwerden des Gitters. Bei einer 1000mal kleineren, aber gerichteten Verschiebung wird dagegen die Stabilität aufgehoben.

[1] M. Polanyi und E. Schmid: Naturwissensch. Bd. 17, S. 301. 1929.

[2] Die Dehnung erfolgt durch Senkung einer Mikrometerschraube, die mit der unteren Einspannklemme des Kristalls verbunden ist, die Spannung wird als Durchbiegung eines Stahlbleches, das die obere Fassung trägt, gemessen.

[3] W. Boas und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 57, S. 575. 1929; (für die Bi-Kurve vgl. M. Georgieff und E. Schmid, Z. Phys. Bd. 36, S. 759. 1926).

Digitized by Google

ten als theoretische Festigkeit zu erwarten wäre, steigt[1]. Es ist vielmehr zu vermuten, daß auch am absoluten Nullpunkt die Plastizität des Kristalls mit niedriger Streckgrenze erhalten bleibt[2].

Abb. 5. Apparat für Dehnung in Temperaturbädern.

Die weitere Dehnung nach Überschreiten der Streckgrenze ist mit sehr erheblicher Schubverfestigung verbunden. Im großen und ganzen steigt die Schubfestigkeit proportional der Abgleitung. Dieser Anstieg erfolgt um so steiler, je niedriger die Versuchstemperatur ist. Bei extrem tiefen Temperaturen scheint allerdings schließlich eine konstant bleibende Verfestigung aufzutreten. In Abb. 8 sind nach Versuchen von M. Polanyi und dem einen von uns Dehnungskurven von Kadmiumkristallen wiedergegeben, die das Gesagte erläutern[3]. Während also die Schubspannung des jungfräulichen Kristalls nur in sehr geringem Maße von der Temperatur beeinflußt wird, hängt die des gereckten in sehr starkem Maße von der Temperatur der Reckung ab. Die Ursache für diesen Unterschied erblickt man in der Kristallerholung, die der Verfestigung entgegenwirkt. An

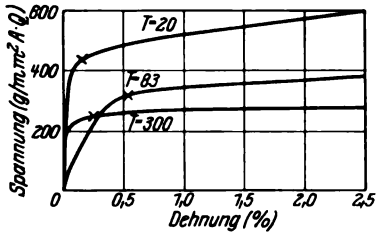


Abb. 6. Anfangsteile der Dehnungskurven eines Zn-Kristalls bei verschiedenen Temperaturen.

[1] Bei 20° abs. ist die spezifische Wärme bereits auf weniger als den 10. Teil ihres Wertes bei Zimmertemperatur abgesunken.

[2] Auf Grund der experimentellen Ergebnisse über die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung können wir zu der am Ende von Kapitel I erörterten Gleichberechtigung der Schubspannung und elastischen Schiebung als Fließbedingung Stellung nehmen. Aus der Konstanz der Schubspannung von Cadmiumkristallen im Gebiete von 140° C unterhalb des Schmelzpunktes bis zu diesem folgt eine Zunahme der elastischen Schiebung in diesem Bereich mit der Temperatur, bei tiefen Temperaturen zeigt sich auf Grund der von E. Goens durchgeführten Bestimmung des Temperaturganges der elastischen Konstanten eine Abnahme der Schiebungswerte bei Temperaturerhöhung. Diese Änderung im Richtungssinn der Temperaturabhängigkeit scheint dagegen zu sprechen, daß die elastische Schiebung die für den Beginn der Translation wesentliche physikalische Größe ist.

[3] M. Polanyi und E. Schmid: a. a. O.

Hand der Abb. 9 sei diese Erscheinung in Erinnerung gebracht. Sie besteht darin, daß ein durch Dehnung

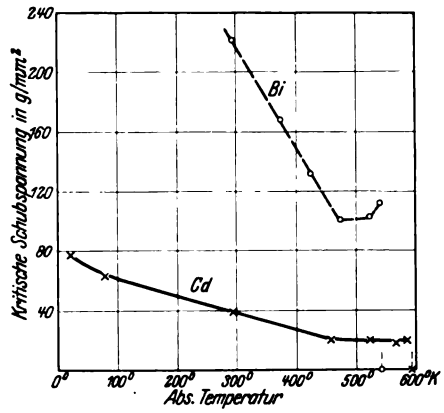


Abb. 7. Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Metallkristallen.

verfestigter Kristall sich durch Lagernlassen auf Zimmertemperatur oder erhöhter Temperatur spontan ohne Rekristallisation (Orientierungsänderung) entfestigen kann. Abb. 9b zeigt, daß nach 24stündiger Ruhepause die durch eine Reckung von 50% jeweils stark erhöhte

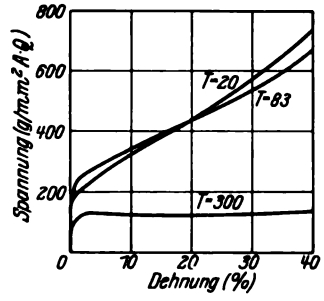


Abb. 8. Dehnungskurven eines Cd-Kristalles bei verschiedenen Temperaturen.

Schubspannung wieder auf ihren Ausgangspunkt abgesunken ist[1]. Diese thermisch bedingte Kristallerholung wirkt der Verfestigung entgegen. Sie ist die Ursache für die Temperaturabhängigkeit der Dehnungskurve. Bei tiefen Temperaturen, wo die Kristallerholung

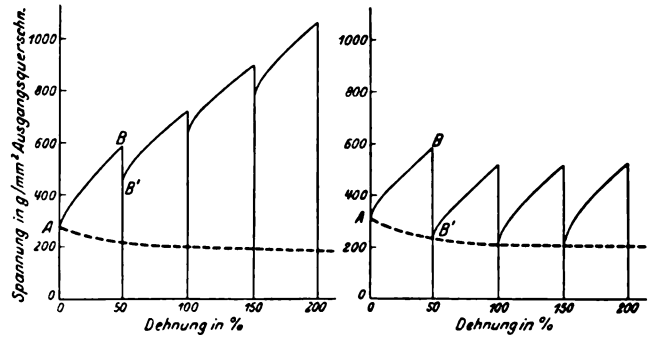


Abb. 9. Erholung von Zn-Kristallen.
a) Ruheintervall 30–40 Sek.; b) Ruheintervall 24 St.

fehlt, sollte demnach die Dehnungskurve von der Geschwindigkeit unabhängig werden. Abb. 10 zeigt, daß diese Erwartung in der Tat bestätigt werden konnte:

[1] O. Haase und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 33, S. 413. 1925.

Digitized by Google

während bei Zimmertemperatur eine langsame Reckung mit Spannungsabnahme, eine gleich weite schnell durchgeführte mit erheblichem Spannungsanstieg verbunden ist, zeigt sich bei gleicher Durchführung des Versuches

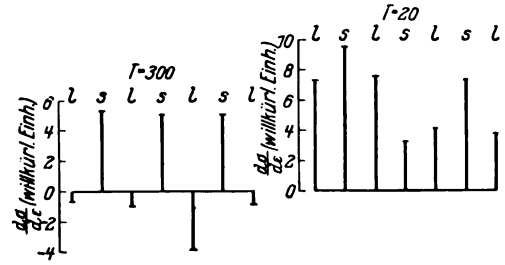


Abb. 10. Spannungsanstieg ($d\sigma/d\varepsilon$) bei abwechselnd langsam (l) und schnell (s) ausgeführten Dehnung eines Cd-Kristalls bei $T = 300°$ und $T = 20°$ (nach M. Polanyi und E. Schmid).

bei 20° absolut kein Einfluß der Dehnungsgeschwindigkeit mehr. Die wesentlichen Kennzeichen der Kristallplastizität, soweit sie die Translation betrifft, lassen ihren athermischen Charakter deutlich hervortreten (Polanyi-Schmid): niedrige ($^1/_{1000}$ bis $^1/_{10000}$ der theoretischen) Streckgrenze, die von der Temperatur nur wenig abhängig ist und bis zu den tiefsten Temperaturen bestehen bleibt; nach Überschreitung der Streckgrenze erhebliche Verfestigung. Diesem kristallographischen Grundvorgang überlagert sich eine thermisch bedingte Erholung, die bei hohen Temperaturen sehr fühlbar wird und das Fließen der Kristalle verursacht.

III. Theoretische Ansätze.

Wie steht es nun mit einer Theorie der Kristallplastizität? Die zu erklärenden Grundtatsachen sind:

1. der niedrige absolute Wert der Streckgrenze,
2. das Gesetz der kritischen Schubspannung,
3. die geringe Temperaturabhängigkeit dieser Schubspannung,
4. die Verfestigung mit zunehmender Abgleitung.

Da auch die experimentell beobachtete Zerreißfestigkeit den theoretisch zu erwartenden Wert um die gleiche Größenordnung unterschreitet, liegt die Vermutung nahe, daß hierfür dieselbe Ursache vorliegt, die die niedrige Streckgrenze bedingt. Eine Theorie sollte so möglichst auch den Fall des Zerreißens mit umfassen.

Eine restlos befriedigende Erklärung steht heute noch aus. Die vorliegenden Deutungsversuche befassen sich gewöhnlich auch nur mit einem Teil der zu erklärenden Punkte. Die Schubspannungskonstanz und die Schubverfestigung werden noch kaum behandelt.

W. Voigt, der zum erstenmal auf die Kleinheit der Schiebungsbeträge bei Translation (Steinsalz) und Zwillingsbildung (Kalkspat) aufmerksam gemacht hat[1], weist darauf hin, daß möglicherweise Inhomogenitäten im Kristall das Einsetzen dieser Deformationsmechanismen bedingen; als solche Inhomogenitäten werden thermische (Wärmebewegung) und strukturelle erwähnt. Beide Annahmen haben kürzlich einen weiteren Ausbau erfahren, und zwar die Vorstellung der thermischen Inhomogenitäten durch R. Becker, die der strukturellen durch A. Smekal.

[1] W. Voigt: Ann. Physik Bd. 60, S. 638. 1919.

Die Beckersche Theorie[1] bezieht sich allerdings zunächst nicht auf die Streckgrenze der Kristalle, deren athermischer Charakter ja durch die Versuche an Einkristallen sichergestellt ist, sondern auf die Temperaturabhängigkeit des Fließens kristalliner Körper. Die von ihm auch beobachtete starke Zunahme der Fließgeschwindigkeit mit steigender Temperatur steht aber, wie M. Polanyi und der eine von uns hervorgehoben haben, durchaus nicht in Widerspruch mit der Auffassung der Kristallplastizität als athermischer Vorgang: sie wird vielmehr als Folge der thermisch bedingten Kristallerholung betrachtet.

A. Smekal sieht im wesentlichen das Vorhandensein von Lockerstellen und die dadurch bedingte Kerbwirkung als Ursache für das vorzeitige Reißen und Gleiten der Kristalle an[2]. Im Gegensatz zum amorphen Körper wird in den Kristallen eine kristallographisch gesetzliche Lagerung der Lockerstellen angenommen, durch die die Spalt- und Translationsflächen bedingt sind. Smekal gibt so eine einheitliche Deutung der niedrigen beobachteten Zerreiß- und Schubfestigkeitswerte. Es muß allerdings vorausgesetzt werden, daß die die Festigkeit erniedrigenden Lockerstellen sich in ihrer Wirkung gegenseitig verstärken, da, wie von Polanyi[3] auf Grund der Griffithschen Theorie hervorgehoben wurde, ein Einzelriß nicht ausreicht, um die große Diskrepanz zwischen experimentellen und theoretischen Festigkeiten zu erklären. Die Tatsache der Beeinflussung der kritischen Schubfestigkeit durch die Erzeugungsbedingungen, die Vorbehandlung und die Erscheinung der Kristallerholung kann nach Smekal qualitativ auf ein Kristallographischwerden der Lockerstellen zurückgeführt werden. Daß die wirksamen Translationsflächen vorhandene Lockerstellen in der Tat durchschreiten, konnte von ihm direckt nachgewiesen werden (Steinsalz). Die geringe beobachtete Temperaturabhängigkeit der Festigkeitswerte wird auf Grund dieser Anschauungen ebenfalls plausibel. Die Verfestigung mit zunehmender Reckung wird auf Veränderung in den Lockerstellen während der Dehnung zurückgeführt. Wenn auch die Smekalschen Vorstellungen noch keineswegs in der Lage sind, ein quantitatives Bild der Beobachtungen zu geben, so ist doch zu sagen, daß sie in rein qualitativer Weise in vieler Hinsicht den experimentellen Erfahrungen gerecht werden.

Zum Schluß sei auf einen Vorschlag hingewiesen, der von M. Polanyi[4] stammt, und den Vorgang der Abgleitung als einen quantenmechanischen Prozeß auffaßt. Eine nähere Begründung hierfür steht noch aus.

Wenn wir heute auch noch keine allgemeine Theorie der Kristallplastizität besitzen, so ist doch zu hoffen, daß das bei dem großen Interesse, das die Probleme bei den theoretischen Physikern gefunden haben, die vorläufig noch so rätselhaften Erscheinungen bald auch befriedigend gedeutet werden.

[1] R. Becker: Phys. Z. Bd. 26, S. 919. 1925.

[2] A. Smekal: Phys. Z. Bd. 26, S. 707. 1925 und zahlreiche neuere Veröffentlichungen.

[3] G. Masing und M. Polanyi: Z. Phys. Bd. 28, S. 169. 1924.

[4] M. Polanyi und E. Schmid: a. a. O.

Digitized by Google

Über die Temperaturabhängigkeit der Kristallplastizität.

Von **W. Boas** und **E. Schmid**[1].

Die Mechanismen der plastischen Deformation sind uns heute dank einer großen Zahl von Untersuchungen, die bei Zimmertemperatur an Metalleinkristallen durchgeführt sind, bekannt. Wir kennen aber nicht die Einzelheiten der physikalischen Vorgänge, die sich bei der plastischen Deformation abspielen; unser Wissen beschränkt sich auf eine einfache phänomenologische Beschreibung mit Hilfe von Gesetzmäßigkeiten geometrisch-kristallographischer Natur, die durch die Stichworte Schubspannungsgesetz und Verfestigungskurve charakterisiert seien.

Das Schubspannungsgesetz gibt die Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze eines Kristalls an; es sagt aus, daß der Beginn deutlicher Translation an das Erreichen einer bestimmten, kritischen Schubspannung in Translationsebene und -richtung gebunden ist. Für die bisher quantitativ untersuchten Fälle kann es auch als Energiegesetz formuliert werden. Hier besteht Proportionalität zwischen Schubspannung und elastischer Schiebung im Translationssystem[2]; die Bedingung der Schubspannungskonstanz ist dann also identisch mit der Bedingung einer konstanten elastischen Schubenergie an der Streckgrenze.

Die Verfestigungskurve ist die Kurve, die die Schubspannung im Translationssystem als Funktion der kristallographischen Abgleitung darstellt, d. h. als Funktion der Schiebung eines Gleitebenenpaketes von der Dicke 1; das ganze Spektrum der Last-Dehnungskurven, die ja weitgehend orientierungsabhängig sind, wird durch diese eine Verfestigungskurve ersetzt.

Von einer physikalischen Theorie verlangen wir eine Erklärung:

Für die Schubspannungskonstanz an der Streckgrenze,

für den außerordentlich kleinen Absolutwert dieser Schubspannung (sie ist etwa 5000mal kleiner als die zu erwartende),

für ihre Abhängigkeit von Temperatur und Vorbehandlung (je mehr Fehler man im Kristallbau vermuten möchte, desto größer ist die Schubspannung) und

für ihren Anstieg bei plastischer Deformation („Verfestigung").

Die Analyse der Verfestigung hat nun auf Grund von Messungen bei tiefen Temperaturen M. Polanyi und E. Schmid dazu geführt[3], die Kristallplastizität als einen athermischen Vorgang aufzufassen; die Verfestigung ist eine Materialfunktion, deren beobachtete Abhängigkeit von Temperatur und Versuchsgeschwindigkeit durch die Temperaturbewegung der Atome („Erholung") bedingt ist. Bei tiefen Temperaturen muß im Sinne dieser Deutung die Verfestigungskurve von Zeit und Temperatur unabhängig werden.

Quantitative Angaben über die Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der Kristallplastizität liegen nur im geringsten Ausmaße vor. Außer den bereits erwähnten Messungen von M. Polanyi, P. Rosbaud und E. Schmid sind Versuche über die Temperaturabhängigkeit der Streckgrenze an Bi-Kristallen von M. Georgieff und E. Schmid[1] und an Cd-Kristallen von W. Boas und E. Schmid[2] ausgeführt worden. Es hat sich hier ergeben, daß die Schubspannung mit steigender Temperatur zunächst linear abfällt und dann in einem größeren Gebiet unterhalb des Schmelzpunktes konstant bleibt. Diese Konstanz wurde auch in der vorliegenden Arbeit wieder an Cd- und Zn-Kristallen bestätigt und dürfte somit eine allgemeine Erscheinung sein. Über den Einfluß der Versuchsgeschwindigkeit liegt eine Untersuchung von M. Polanyi und E. Schmid[3] an Sn-Kristallen und eine Arbeit von J. Weerts[4] an Al-Kristallen vor; dieser findet im Gegensatz zu den Ergebnissen am Zinn bei einer Steigerung der Dehnungsgeschwindigkeit auf den 23000fachen Betrag nur eine geringe Erhöhung der Verfestigungskurve (um 16%), was auf eine sehr geringe Erholung des Aluminiums hinweist.

Eine ausführliche Untersuchung des Einflusses der Zeit bei verschiedenen Temperaturen auf den Verlauf der Verfestigungskurve schien somit erwünscht. Außer dem physikalischen Interesse für die Deutung der Verfestigung und Erholung kommt solchen Untersuchungen auch technologische Bedeutung zu; sie bilden einen systematischen Weg zur Verfolgung des Überganges der Kaltdeformation in die sogenannte „Warmreckung".

In der vorliegenden Arbeit sind die Ergebnisse von Zugversuchen beschrieben, die an Einkristallen von Cd im Temperaturbereich von 20° K bis zum Schmelzpunkt mit zwei verschiedenen Versuchsgeschwindigkeiten ausgeführt sind, ferner einige orientierende Versuche an Zn-Kristallen im Bereich von 85° K bis zum Schmelzpunkt.

I. Experimentelle Einrichtungen.

Die Kristalle sind nach dem Czochralskischen Ziehverfahren mit einer Geschwindigkeit von 20 cm/St. aus der Schmelze gezogen worden; ihr Durchmesser betrug etwa 1 mm. Die Orientierung wurde röntgenographisch, der Querschnitt durch Wägung und durch mikrometrische Messung bestimmt. Die Dehnung erfolgte in einem Schopperschen Festigkeitsprüfer, bei dem die Last-Dehnungskurve selbsttätig aufgezeichnet wurde. Der Apparat war so umgeändert worden, daß

[1] Original: Z. Phys. Bd. 61, S. 767. 1930.

[2] W. Boas und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 56, S. 516. 1929.

[3] M. Polanyi und E. Schmid: Naturwissensch. Bd. 17, S. 301. 1929. Vgl. auch E. Schmid: Proc. Int. Congr. appl. Mech. Delft 1924. S. 342. P. Rosbaud und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 32, S. 197. 1925.

[1] M. Georgieff und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 36, S. 759. 1926.

[2] W. Boas und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 57, S. 575. 1929.

[3] M. Polanyi und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 32, S. 684. 1925.

[4] J. Weerts: Forsch.-Arb. Ing. Heft 323. 1929.

Digitized by Google

der Kristall mit den beiden Einspannklemmen in ein Temperaturbad gebracht werden konnte. Abb. 1 zeigt die verwendete Zusatzvorrichtung, die in die untere Klemme des Festigkeitsprüfers eingespannt wurde. Die Temperatur des elektrisch geheizten Ölbades wurde auf $\pm 1°$ konstant gehalten.

Die Bauart des Schopperschen Festigkeitsprüfers gestattet es nicht, die Dehnungsgeschwindigkeit oder die physikalisch wohl wichtigere Abgleitungsgeschwindigkeit während des Versuchs konstant zu halten; einstellbar ist nur die Senkungsgeschwindigkeit der unteren Fassung, ein Maß für sie ist die Belastungsgeschwindigkeit in dem Gebiet unterhalb der Streckgrenze. Die „langsamen" Versuche sind ausgeführt bei

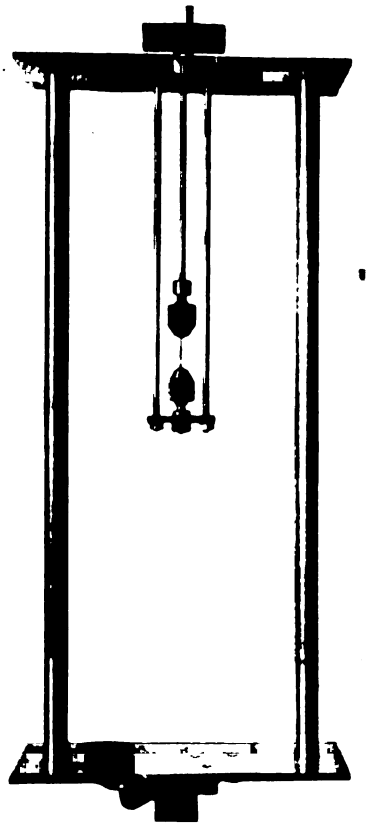


Abb. 1. Zusatzvorrichtung zur Dehnung von Kristallen in Temperaturbädern.

einer Belastungsgeschwindigkeit von 1 g/sec, einer Versuchsdauer von etwa 20 Min. entsprechend; die Versuchsdauer der „schnellen" Versuche betrug etwa 12 Sek., was einer Belastungsgeschwindigkeit von etwa 100 bis 150 g/sec entspricht.

II. Versuche an Cd-Kristallen.

1. Das Verhalten der Kristalle bei der Dehnung. Ein Unterschied in den Deformationsmechanismen der Kristalle bei langsamer und bei schneller Dehnung wurde nicht beobachtet. Der Verlauf der Dehnung bei Zimmertemperatur ist ja oft beschrieben worden[1]; An die „primäre" Basistranslation schließt sich mechanische Zwillingsbildung, im Zwilling beginnt „sekundäre" Translation (Nachdehnung) nach der jetzt wieder translationsfähigen Basis; erneute Zwillingsbildung führt dann den Bruch herbei. Die Zwillingsbildung ist mit erheblicher Schubverfestigung der Basis verknüpft, die Nachdehnung erfolgt unter sehr geringer weiterer Verfestigung.

In einem mittleren Temperaturbereich von —185° C bis 200° C verhalten sich die Kristalle wie bei Zimmertemperatur; bei —185° C geht allerdings die sekundäre Translation unter stark steigender Last (erheblicher weiterer Verfestigung entsprechend) vor sich. Bei —253° C folgt auf die Zwillingsbildung banales Reißen nach einer ungefähr quer verlaufenden, körnigen Fläche.

Bei 200° C bilden sich bei der sekundären Translation besonders derbe Gleitpakete aus (siehe Abb. 2); die Bänder sind knotig, gelegentlich findet Rekristallisation an einem Knoten und auch im Band, eventuell von einem Zwilling ausgehend, statt (Abb. 3); jedenfalls wurde hier der Ablauf der primären Translation noch in keinem Falle durch Rekristallisation gestört. Bei 250° C erfolgte die Basistranslation unter starker Knotenbildung; nach

Abb. 2. Cadmium-Kristall bei 200° C gedehnt. Derbe Gleitpakete bei der sekundären Translation. $V = 12$.

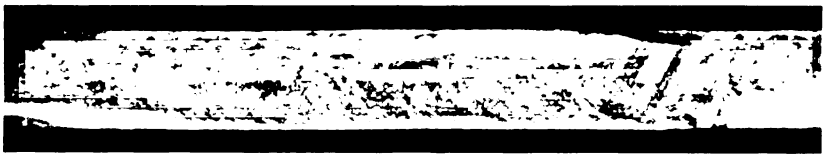


Abb. 3. Cadmium-Kristall bei 200° C gedehnt. Rekristallisation im gedehnten Kristall. $V = 12$.

Rekristallisation findet im neuen Korn Translation statt, die baldigen Bruch herbeiführt; in einigen Fällen konnte auch Zwillingsbildung beobachtet werden. Bei 300° C tritt banales Reißen, gelegentlich nach geringer ungleichmäßiger Basistranslation, ein; der Kristall reißt ohne vorherige Rekristallisation auf, wie dies schon früher beschrieben wurde[1].

Die starke Knotenbildung ist eine für die Dehnung bei hohen Temperaturen typische Erscheinung. Die Dehnung beginnt ja an der schwächsten Stelle des Kristalls und kann hier ein beträchtliches Ausmaß erreichen, wenn, wie dies bei hohen Temperaturen der Fall ist, die Verfestigung so gering ist, daß erst nach größeren Deformationen die Spannung zur Ausbreitung der Dehnung auf die benachbarten Kristallteile hinreicht. Dieser Vorgang kann sich mehrmals hintereinander ereignen, so daß also zunächst ein knotiges Band entsteht, das sich erst im weiteren Verlauf durch Ausziehen der Knoten glättet. Es kann vorkommen, wie es einige Male beobachtet wurde, daß bei sehr geringer Verfestigung eine Ausbreitung der Dehnung nicht mehr stattfindet und der Bruch durch vollkommenes Abgleiten in der ersten Einschnürung erfolgt[2].

[1] W. Boas und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 54, S. 16. 1929; dort auch ausführliche Literaturangaben.

[1] W. Boas und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 57, S. 575. 1929.

[2] Vgl. auch M. Polanyi und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 32, S. 684. 1925.

Digitized by Google

Über die Dicke der Gleitschichten können keine genauen Angaben gemacht werden. Jedenfalls ist der mittlere Abstand der Gleitlinien bei hohen Temperaturen nicht einwandfrei größer als bei tiefen Temperaturen. Eine Ausmessung begegnet deswegen besonderen Schwierigkeiten, weil die Zahl der sichtbaren Gleitlinien mit der Auflösung des Mikroskops stark ansteigt. Die Tatsache, daß die Translationslinien einen nicht allzu verschiedenen Abstand voneinander haben, kann vielleicht als Wirkung der Verfestigung angesehen werden: als Translationsebene ist ja nicht eine einzige, durch den ganzen Querschnitt des Kristalls gehende glatte Netzebene wirksam; daher erstrecken sich auch die von einer Abgleitung herrührenden Veränderungen im Gitter auf eine gewisse Umgebung der Gleitstelle und blockieren so innerhalb dieses Volumens weitere Translation. Ein anderer Erklärungsversuch für das Auftreten annähernd äquidistanter Translationslinien rührt von L. Tronstad[1] her, der elastische Schwingungen hierfür verantwortlich macht.

2. Quantitative Ergebnisse. Tabelle 1 enthält die Orientierungen der untersuchten Kristalle. Zu allen aufgenommenen Last-Dehnungskurven wurden die Schubspannungs-Abgleitungskurven berechnet. Abb. 4 zeigt sämtliche mit der langsamen, Abb. 5 die Gesamtheit der mit der schnellen Dehnungsgeschwindigkeit erhaltenen Verfestigungskurven. Man sieht, daß sich die Kurven mit einer gewissen Streuung um die gestrichelt eingezeichneten Mittelkurven gruppieren; die Existenz der Verfestigungskurve ist dadurch auch für

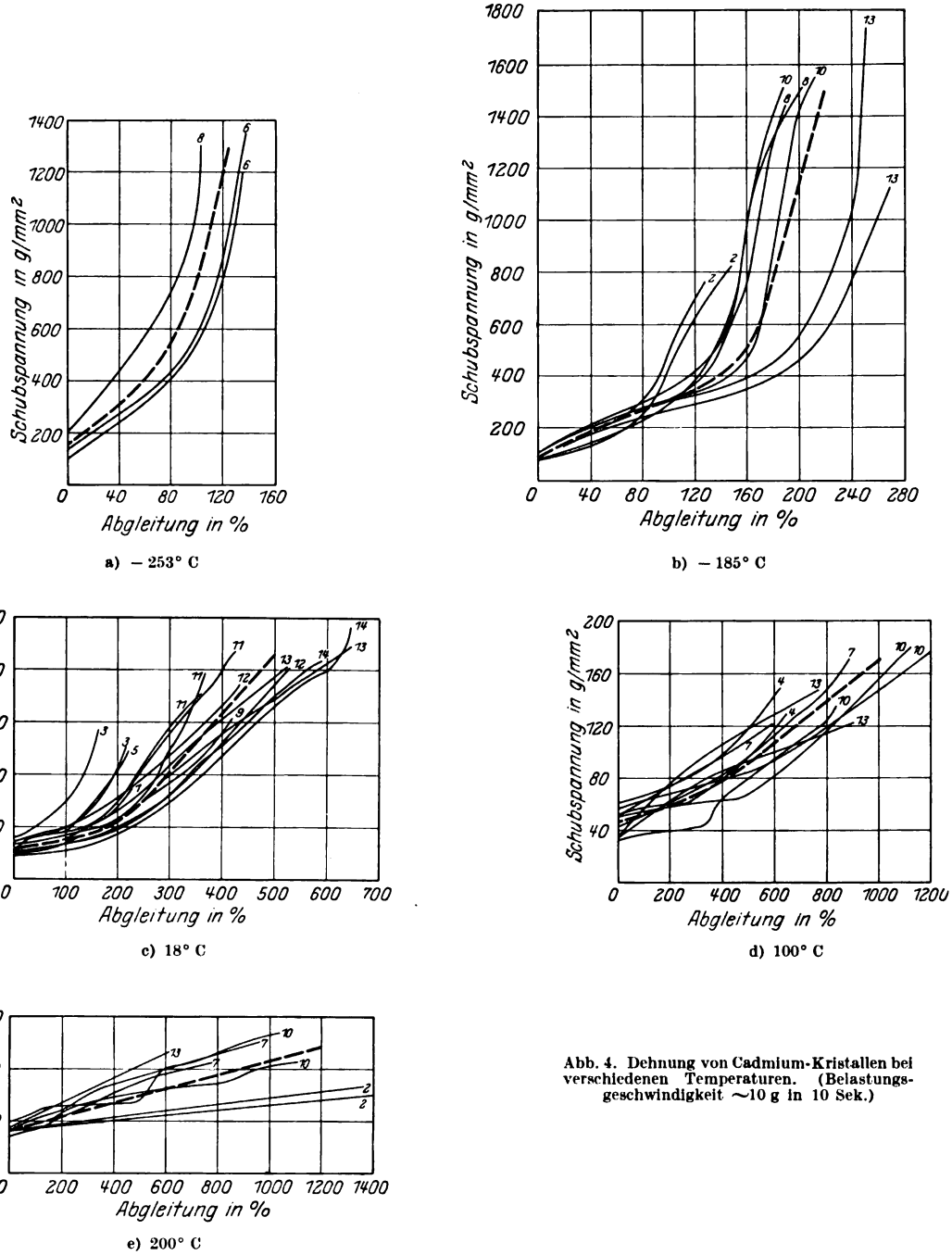


Abb. 4. Dehnung von Cadmium-Kristallen bei verschiedenen Temperaturen. (Belastungsgeschwindigkeit ~10 g in 10 Sek.)

[1] L. Tronstad: Z. techn. Phys. Bd. 10, S. 445. 1929; Metallwirtsch. Bd. 9, S. 173. 1930.

Digitized by Google

die hohen und tiefen Temperaturen dargetan. Die bei 250° C erhaltenen Kurven sind nicht eingezeichnet worden. Bei der hier auftretenden starken Knotenbildung ist ja die wahre Dehnung nicht feststellbar; die auf die Gesamtlänge bezogene Dehnung ergibt einen viel zu kleinen Wert, ohne daß eine Angabe der Fehlergrenze möglich wäre. Die aus den Abbildungen ersichtliche Streuung der Verfestigungskurven beruht wohl auch zum Teil auf dieser ungenauen Angabe der Dehnung. Typischer als die absolute Lage scheint demnach die Neigung der Verfestigungskurve zu sein.

Den gezeichneten Kurven kann zunächst die für den Beginn der Translation wesentliche kritische Schubspannung entnommen werden. Tabelle 2 enthält deren Mittelwerte, die in Abb. 6 als Funktion der absoluten Temperatur aufgetragen sind. Bei 20° K sind zu wenig

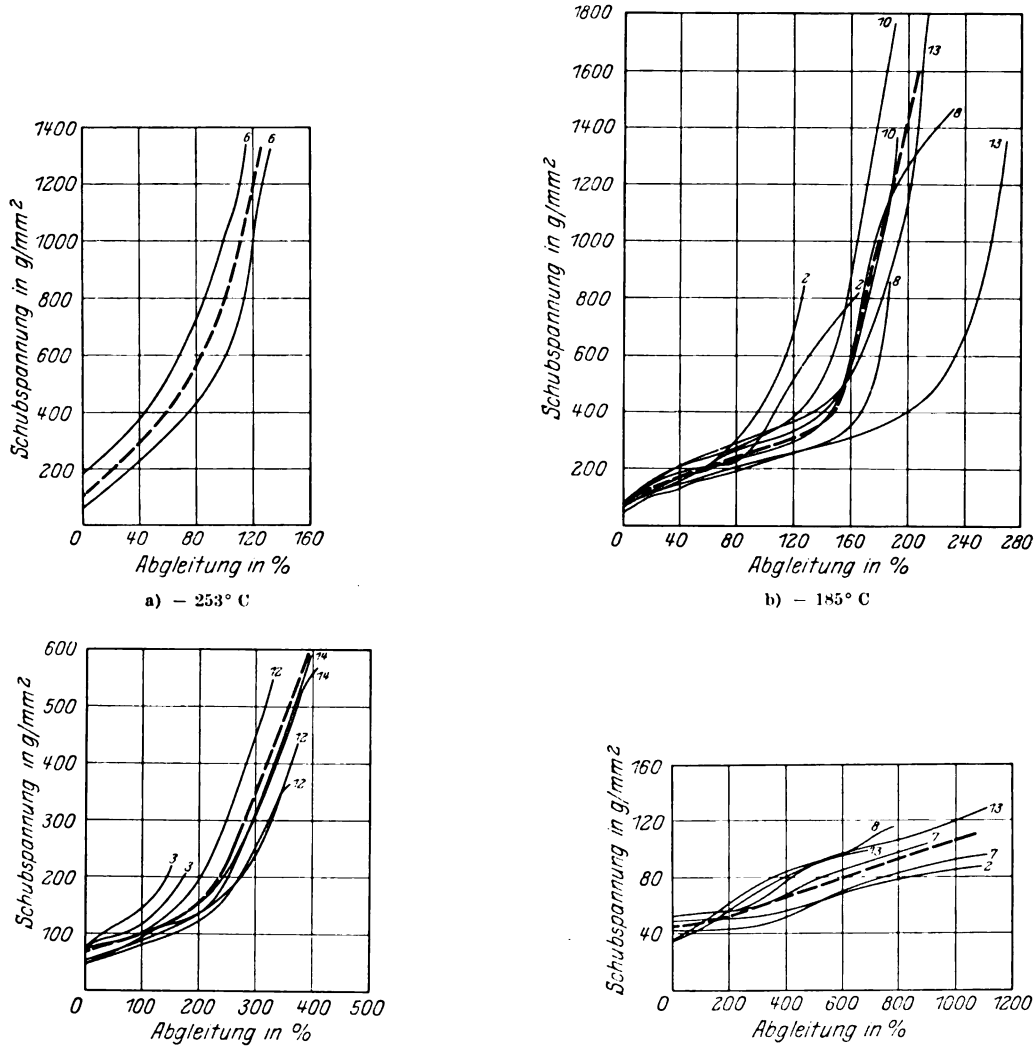


Abb. 5. Dehnung von Cadmium-Kristallen bei verschiedenen Temperaturen. (Versuchsdauer ~ 10 Sek.)

Tabelle 1.
Orientierung der untersuchten Cd-Kristalle.

Kristall Nr.	Winkel zwischen Zugrichtung und Basisfläche (χ₀)	Exzentrizität der Translationsrichtung (κ₀)
1	7,0	7,4
2	10,4	15,2
3	10,7	6,1
4	11,2	8,5
5	13,6	6,2
6	20,4	4,0
7	21,5	13,7
8	21,7	5,9
9	29,0	18,9
10	30,6	7,0
11	30,8	4,4
12	33,8	16,7
13	44,3	20,5
14	67,7	16,0

Werte erhalten, um einen verläßlichen Mittelwert angeben zu können. Bei 523° K ergab sich 32,1 g/mm² als Mittel von zwei Versuchen. In Abb. 6 sind außerdem die Werte wiedergegeben, die früher an Kristallen, die mit erheblich kleinerer Geschwindigkeit aus der Schmelze gezogen waren, erhalten wurden. Übereinstimmend zeigt sich, daß bis etwa 473° K der Abfall der Schubspannung mit der Temperatur linear erfolgt und bei höheren Temperaturen weiteres Absinken nicht mehr eintritt. Der Einfluß der Dehnungsgeschwindigkeit auf die Schubspannung an der Streckgrenze ist verhältnismäßig gering[1]. Die in dieser Arbeit verwendete große Belastungsgeschwindigkeit bringt eine bis 10% betragende Erhöhung der Streckgrenze mit sich.

[1] Vgl. auch E. Schmid: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 69, 1928.

Digitized by Google

Tabelle 2. Dehnung von Cd-Kristallen bei verschiedenen Temperaturen und Dehnungsgeschwindigkeiten.

Temperatur	−253° C		−185° C		18° C		100° C	200° C	
Dehnungsgeschwindigkeit	langsam	schnell	langsam	schnell	langsam	schnell	langsam	langsam	schnell
Kritische Schubspannung (g/mm²)	—	—	78,8	99,7	60,1[1]	68,6	45,8	32,5	45,7
Verfestigungskoeffizient	~2100	~2100	~2100	~2800(?)	110	265	15,5	5,3	6,7
Schiebungsarbeit (Joule/cm³)	6,36	6,64	9,14	9,97	9,18	7,35	9,42	7,67	8,06

Abb. 7 zeigt die mittleren Verfestigungskurven; sie verlaufen nach höheren Abgleitungen hin in allen Fällen linear. Als Maß für den bei einer Temperatur als charakteristisch erkannten Anstieg der Verfestigungskurve ist die Tangente des Neigungswinkels ihres geradlinigen Teiles eingeführt und Verfestigungskoeffizient benannt worden. Diese Verfestigungskoeffizienten (siehe auch Tabelle 2) sind in Abb. 8 als Funktion der Temperatur dargestellt. Während die Initialschubspannung bei −185° C nur etwa das 2,5fache der für 200° C gültigen beträgt, steigt der Verfestigungskoeffizient in diesem Bereich auf das etwa 400fache. Allerdings sind die den tiefen Temperaturen zugehörigen Kurven so steil, daß ihren Verfestigungskoeffizienten (wegen der großen Empfindlichkeit der Tangente in diesem Winkelbereich) nur eine geringere Genauigkeit zuzuschreiben ist; aus diesem Grunde ist auch der für −185° C bei schneller Dehnung erhaltene Wert nicht mit eingetragen.

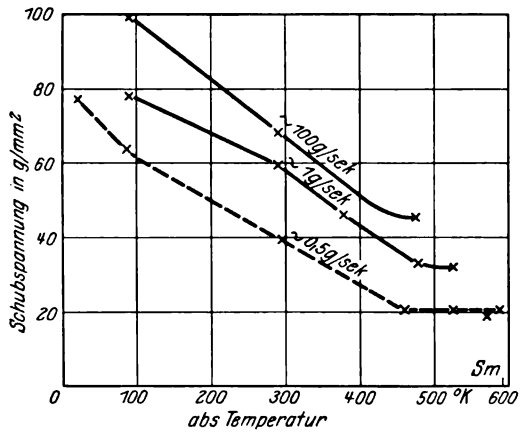


Abb. 6. Abhängigkeit der kritischen Schubspannung von Cadmium-Kristallen von Temperatur und Belastungsgeschwindigkeit.

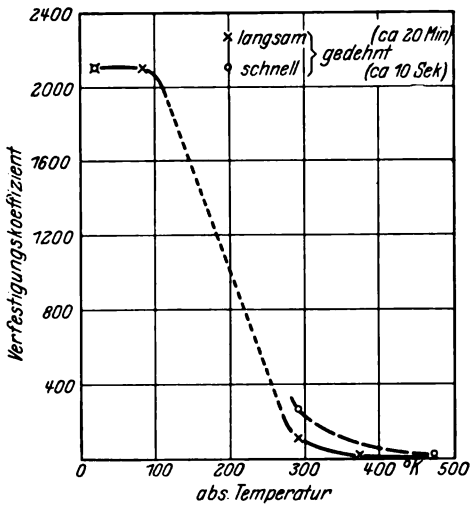


Abb. 8. Temperaturabhängigkeit des Verfestigungskoeffizienten von Cadmium-Kristallen.

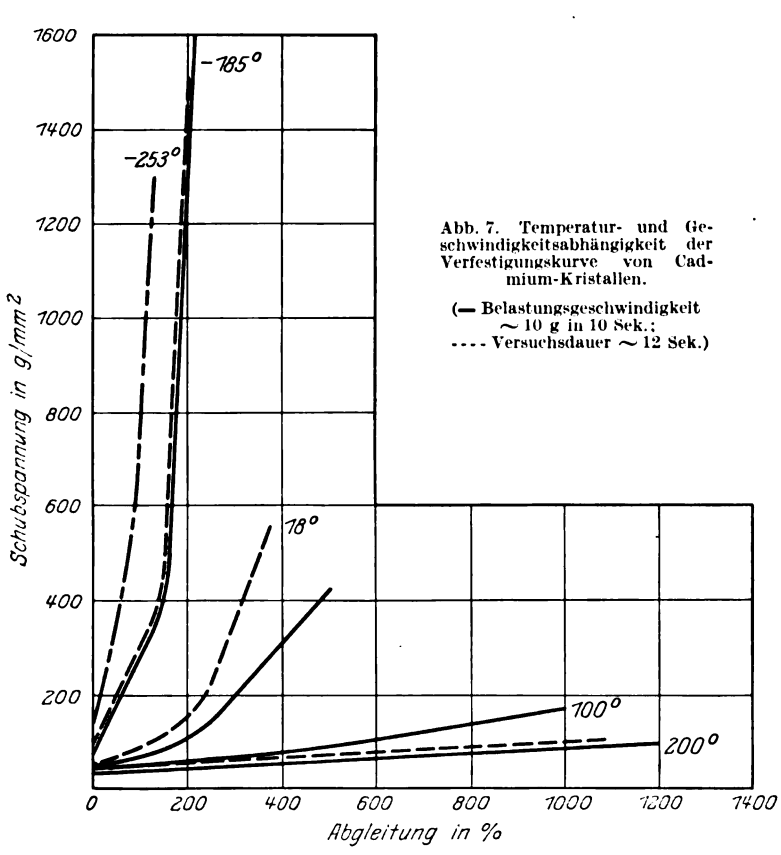


Abb. 7. Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der Verfestigungskurve von Cadmium-Kristallen.
(— Belastungsgeschwindigkeit ~ 10 g in 10 Sek.; ---- Versuchsdauer ~ 12 Sek.)

Wenn auch die Lage der bei −253° C und −185° C aufgenommenen Kurven verschieden ist, so ist doch ihre Neigung annähernd gleich und von der Dehnungsgeschwindigkeit wesentlich unabhängig, wie dies auch von der oben dargelegten athermischen Auffassung der Kristallplastizität gefordert wird. Jedenfalls genügt die Veränderung der Dehnungsgeschwindigkeit im Verhältnis 1:150 nicht, um eine Geschwindigkeitsabhängigkeit deutlich werden zu lassen. Auch bei hohen Temperaturen ist diese sehr klein, nachdem sie bei Zimmertemperatur ein erhebliches Ausmaß (Verdopplung des Verfestigungskoeffizienten!) erreicht hat. Bei tiefen Temperaturen ist die Erholung zu gering; bei hohen Temperaturen geht die Erholung so rasch vor sich, daß sie auch während der geringen Dauer der schnellen Versuche schon fast vollständig erfolgt. Den größten

[1] Für noch langsamere Dehnung (0,5 g/Sek.) war in früheren Versuchen 58,4 g/mm² für die kritische Schubspannung und 50 für den Verfestigungskoeffizienten erhalten worden.

Digitized by Google

Einfluß auf die Neigung der Verfestigungskurve hat die Dehnungsgeschwindigkeit dann, wenn die Geschwindigkeiten von Versuch und Erholung annähernd dieselbe Größe haben.

Charakteristisch für eine Verfestigungskurve sind nicht nur ihr Anfangspunkt (Streckgrenze) und ihre Neigung (Verfestigungskoeffizient). Auch ihr Endpunkt ist wesentlich von der Kristallorientierung unabhängig, zumindest im Bereich, in dem die Basis zwischen 20° und 90° mit der Drahtachse einschließt. Die dem Endpunkt zukommende Grenzabgleitung bezieht sich auf die gesamte primäre Basistranslation bis zu dem Punkt, an

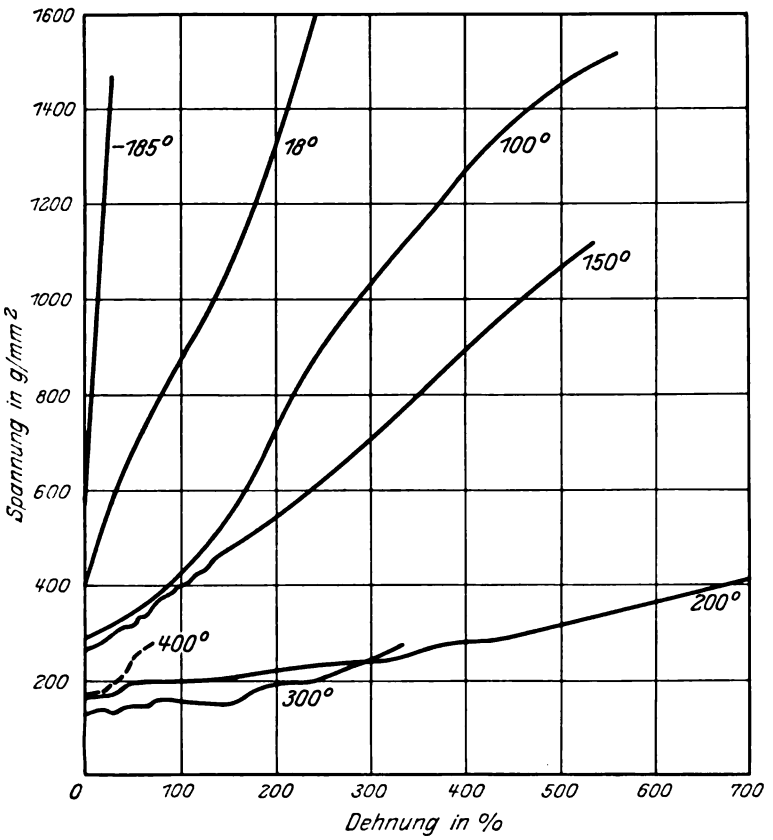


Abb. 9. Dehnungskurven eines Zinkkristalls bei verschiedenen Temperaturen.

dem die Nachdehnung einsetzt. Diese Behauptung einer konstanten Grenzabgleitung steht nicht im Widerspruch zu einer früher angegebenen Kurve, die den Beginn deutlicher Zwillingsbildung betraf; denn zwischen dem Entstehen der einzelnen Zwillingslamellen findet noch primäre Translation statt. Auch die experimentell gefundene Konstanz der Endwinkel der Translationselemente im gedehnten Kristall, die seiner Zeit mit Hilfe der „Grenzkurve der mechanischen Zwillingsbildung" erklärt werden konnte, findet durch die konstante Grenzabgleitung ihre einfache Deutung. Aus dieser Behauptung ist ferner die Orientierungsunabhängigkeit der Dehnungsarbeit zu folgern; da ja nur die Schubkomponente der Zugkraft bei der Dehnung Arbeit leistet, ist die Dehnungsarbeit bei allen Orientierungen gleich der Schubarbeit

$$\int \sigma d\varepsilon = \int S da .$$

Die Schubarbeit der primären Basistranslation ist eine von Temperatur und Dehnungsgeschwindigkeit unabhängige Größe. Bis zum Eintritt der dem Bruch unmittelbar vorausgehenden Nachdehnung wird dem Kristall im Zugversuch eine bestimmte Energie zugeführt ohen Rücksicht auf die Art der Zuführung[1]. Tabelle 2 enthält diese Schubarbeit; ihr Mittelwert beträgt 8,7 Joule/cm³ oder 2,1 cal/cm³.[2] Nicht die gesamte Schubarbeit bleibt im Kristall bis zum Beginn der Nachdehnung aufgespeichert, sondern ein erheblicher Teil tritt als Wärme in Erscheinung[3]. Auch nach Beendigung des Versuchs muß während der Erholung Wärme entstehen, der Abnahme der inneren Energie entsprechend.

III. Versuche an Zn-Kristallen.

Es seien noch einige Versuche an Zn-Kristallen mitgeteilt, die einen mehr orientierenden Charakter tragen. Quantitative Schlüsse können zunächst daraus nicht gezogen werden; auch wurden die Kristalle häufig nicht bis zum Zerreißen gedehnt. In Abb. 9 sind die an Stücken desselbem Kristalls bei verschiedenen Temperaturen aufgenommenen Last-Dehnungskurven (und nicht die Verfestigungskurven) wiedergegeben. Da die Orientierung in allen Fällen dieselbe ist, geht auch bereits aus diesen Kurven die überaus starke Temperaturabhängigkeit der Verfestigungsfähigkeit des Zn-Kristalls hervor. Desgleichen zeigt sich wieder das Konstantbleiben der Streckgrenze bei hohen Temperaturen.

Das Verhalten eines Zn-Kristalls bei der Dehnung entspricht bei Zimmertemperatur vollkommen dem des Cd-Kristalls, bei anderen Temperaturen zeigen sich jedoch deutliche Unterschiede. Bei —185° C folgt auf die Basistranslation keine Zwillingsbildung, sondern Spaltung nach der Basis. Bei 100° C und 150° C entsteht, wenn die Basistranslation bereits weit fortgeschritten ist, kurz vor der Zwillinsbildung eine neue, quer verlaufende Streifung (Abb. 10a). Die darauf sich bildenden Zwillinge gehen ungestört durch den Kristall hindurch, auch die Translationsstreifung der Nachdehnung wird nicht in ihrer normalen Ausbildung gehindert; der Bruch tritt wie bei Zimmertemperatur durch erneute Zwillingsbildung im Nachdehnungsfaden ein. Die bei 200° C gedehnten Kristalle verhalten sich fast genau ebenso. Die Querstreifung ist hier viel gröber, es entstehen bisweilen tiefe Einkerbungen im Kristall, wie Abb. 10b an einem Beispiel zeigt. Der Bruch erfolgt teils durch banales Reißen, teils durch Zwillingsbildung in der Nachdehnung. Bei 300° C geht

[1] W. Boas und E. Schmid: Naturwissensch. Bd. 18. S. 227. 1930.

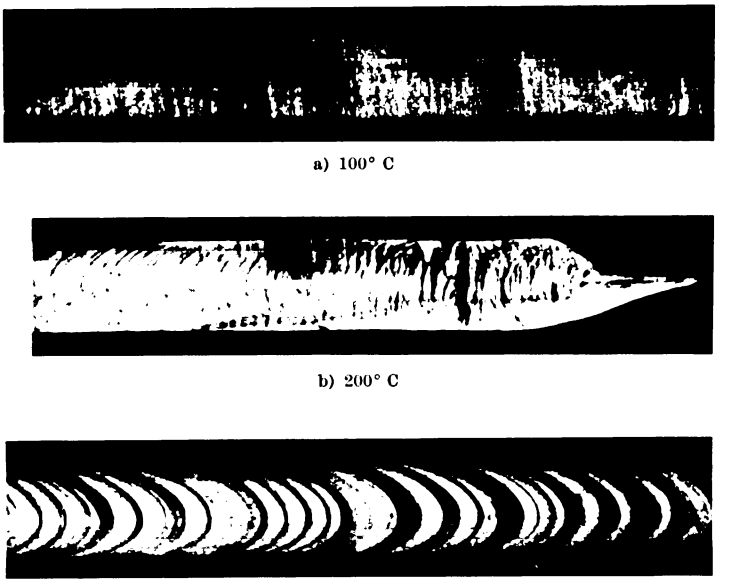
[2] Tritt, wie dies bei 20° K der Fall ist, vorzeitiges Reißen ein, so wird der Normalwert der Deformationsenergie nicht erreicht. Die bei dieser Temperatur ermittelten Schubarbeiten wurden daher auch bei der Mittelwertbildung nicht mit berücksichtigt.

[3] W. S. Farren und G. J. Taylor: Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 107, S. 427. 1925; M. Masima und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 56, S. 394. 1929.

Digitized by Google

die Basistranslation unter Bildung auffällig derber Gleitlinien (Abb. 10c) vor sich. Es entsteht keine Querstreifung, keine Zwillingsbildung, sondern es erfolgt Rekristallisation; die neugebildeten Körner dehnen sich und reißen banal. Auch bei 400° C wurde weder Querstreifung noch Zwillingsbildung beobachtet; die Basistranslation wird durch Rekristallisation abgelöst, das Band schnürt sich durch Dehnung in neuen Körnern spießförmig ein und reißt.

Über das Wesen der bei den mittleren Temperaturen entstehenden Querstreifung können noch keine endgültigen Angaben gemacht werden. Nach dem Gesagten kann es sich hierbei keineswegs um Kornzerfall oder um Entstehen von Zwillingslamellen handeln. Die bei 200 °C entstehenden tiefen Einkerbungen weisen auf eine Deutung durch oberflächliches Aufreißen des Kristalls hin; es ist aber noch nicht bewiesen, daß diese tiefen Furchen nur eine starke Vergröberung des Effektes darstellen und daß es sich nicht um zwei verschiedene Erscheinungen handelt. Hier können nur weitere Versuche Klarheit bringen.



a) 100° C

b) 200° C

c) 300° C

Abb. 10. Zinkkristalle bei erhöhter Temperatur gedehnt. $V = 12$.

Zusammenfassung.

1. Die Konstanz der kritischen Schubspannung (Streckgrenze) in einem größeren Temperaturbereich unterhalb des Schmelzpunktes wird an Cd-Kristallen beobachtet und ist wohl eine allgemeine Erscheinung. Die Abhängigkeit der kritischen Schubspannung von der Dehnungsgeschwindigkeit wird im Bereich von 85° K bis 473° K untersucht.

2. Die Stärke der Verfestigung definierende Verfestigungskoeffizient wird in seiner Temperaturabhängigkeit untersucht: geringe bzw. fehlende Abhängigkeit bei tiefsten Temperaturen (athermische Plastizität), steiler Abfall bei mittleren und geringe Abhängigkeit mit niedrigsten Absolutwerten bei hohen Temperaturen (Warmreckung). Der Einfluß der Dehnungsgeschwindigkeit auf den Verfestigungskoeffizienten ist bei sehr tiefen und sehr hohen Temperaturen gering; er erreicht ein Maximum, wenn die Geschwindigkeiten von Versuch und Erholung gleich groß sind.

3. Das durch das Einsetzen der Nachdehnung bedingte Ende der primären Basistranslation ist bei Cd-Kristallen in einem weiten Orientierungsbereich durch eine konstante Grenzabgleitung gegeben. Es folgt daraus die Orientierungsunabhängigkeit der Dehnungsarbeit, die gleich der Schubarbeit ist.

4. Die Schubarbeit der primären Basistranslation ist bei Cd-Kristallen eine von Temperatur und Dehnungsgeschwindigkeit unabhängige Materialkonstante; sie beträgt 8,7 Joule/cm³.

5. Bei 100, 150 und 200° C gedehnte Zn-Kristalle zeigen eine Querstreifung, die vielleicht als oberflächliches Aufreißen des Kristalls gedeutet werden kann.

Herrn Dr. W. Meissner, dem Leiter des Kältelaboratoriums der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt danken wir für freundliche Überlassung von 5 Liter flüssigem Wasserstoff.

Die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft hat die Durchführung dieser Arbeit ermöglicht, wofür ihr bestens gedankt sei.

Die Gitterkonstanten der Gold—Silberlegierungen.

Von **G. Sachs** und **J. Weerts**[1].

1. Die Gitterkonstante eines Stoffes mit kubischem Gitter läßt sich mit hoher Genauigkeit aus den Interferenzen mit größtem Glanzwinkel bestimmen. Mit passender Strahlung erreicht man bei vielen Stoffen Glanzwinkel um 80°. Die meisten Fehlerquellen, welche die Absolutgenauigkeit der Gitterkonstantenbestimmung beeinträchtigen, lassen sich als Abstandsfehler auffassen. Es sind dies z. B. die Unsicherheit der Abstandsmessung selber, die mittlere Eindringungstiefe der Röntgenstrahlen, die Schrumpfung des Films, Temperaturunterschiede bei den Ausmessungen der Filme usw. Man kann dann die Gitterkonstante nach van Arkel[1] mit Hilfe der nächst stark abgelenkten Interferenzen korrigieren. Die Korrektur läuft darauf hinaus, daß die Gitterkonstante auf den Glanzwinkel $\varphi = 90°$ extrapoliert wird, wo alle Fehler einflußlos werden[2]. Diese Extrapolation darf aber keineswegs über einen größeren Winkelbereich ohne Berücksichtigung der geometrischen Zusammenhänge vorgenommen werden. Die Abweichung

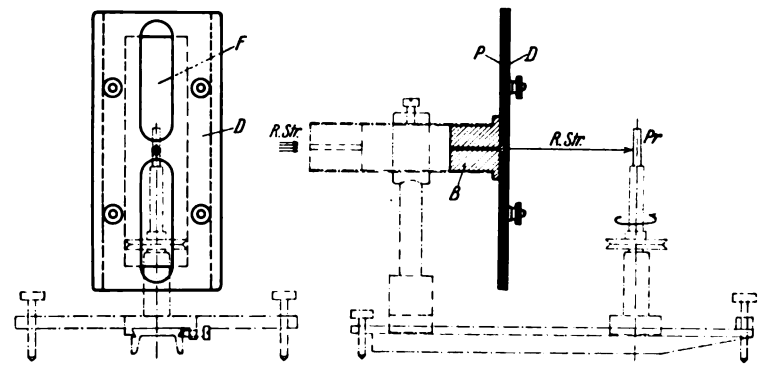
[1] Original: Z. Phys. Bd. 60, S. 481 bis 490. 1930.

[1] A. E. van Arkel: Z. Krist. Bd. 67, S. 235 bis 238. 1928; vgl. auch Frhr v. Göler und G. Sachs: Metallwirtsch. Bd. 8, S. 671 bis 680. 1929.

[2] Vgl. G. Kettmann: Z. Phys. Bd. 53, S. 198 bis 209. 1929.

Digitized by Google

vom wahren Wert ist vielmehr für zylindrisch gespannte Filme dem Produkt $\operatorname{ctg}\varphi \cdot (90° - \varphi)$ proportional und daher bei Glanzwinkeln über 80° verhältnismäßig gering. Die Korrektur nach dem Glanzwinkel selber fällt dagegen in der Regel größer aus.



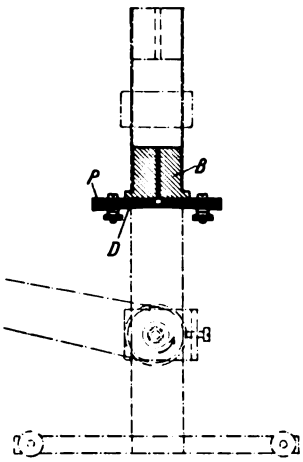


Abb. 1. Vorrichtung zur Präzisionsbestimmung von Gitterkonstanten. Maßstab 1 : 6.

Die Genauigkeit der Bestimmung kann weiterhin durch apparative Mängel, wie ungenaue Ausführung der Aufnahmekamera und unvollkommene Anlage des Films, ungenaue Zentrierung des Präparates, sowie durch den Zustand des Präparats, insbesondere, wenn dieses punktförmige Interferenzen liefert, beeinträchtigt sein. Solche Fehler sind erst am endgültigen Ergebnis feststellbar, ohne daß eine Berücksichtigung möglich ist.

Es wurde daher eine Vorrichtung entworfen, welche die zuletzt angeführten Fehlerquellen vermeidet. Sie ist außerdem durch besonders einfache Handhabung und hohe Intensität der gelieferten Interferenzen ausgezeichnet. Ein schmaler lichtdicht verpackter Filmstreifen F wird darin entsprechend der schematischen Skizze (Abb. 1) auf eine genau senkrecht zum Röntgenstrahl eingerichtete und mit der Blende B ein für allemal fest verschraubte Platte P durch eine entsprechend konstruierte Deckplatte D glatt aufgedrückt. Das Präparat Pr kann nunmehr in einem beliebigen Abstand, der zweckmäßig so groß gehalten wird, daß die Filmgröße gut ausgenutzt ist, in den Strahlengang gesetzt werden. Abb. 2 zeigt ein Lichtbild der versuchsfertigen Einrichtung.

Der Abstand wird etwa auf 0,1 mm genau eingestellt. Eine genauere Feststellung des Abstandes ist nicht erforderlich, da sich ja die Korrektur darauf erstreckt.

Die Korrekturfunktion berechnet sich für unsere Anordnung wie folgt.

Es sei A der in die Rechnung eingesetzte Abstand der Oberfläche der Probe von der Mitte des Films, l der gemessene Abstand der Mitten der symmetrisch zum Röntgenstrahl gelegenen Linien, φ der Glanzwinkel. Korrigieren lassen sich nach dem oben Gesagten nur Abstandsfehler, d. h. solche Fehler Δl, welche den Abständen der Linienmitten proportional sind. Es ist dann:

$$\Delta l = c l, \tag{1}$$

$$\frac{\frac{l}{2}}{A} = \operatorname{tg}(180° - 2\varphi) = -\operatorname{tg} 2\varphi. \tag{2}$$

Die Gitterkonstante berechnet sich nach der bekannten Formel:

$$a = \frac{\lambda \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}{2 \sin\varphi}. \tag{3}$$

Dies ergibt für einen möglichen Fehler Δa der Gitterkonstante die Bestimmungsgleichung:

$$\frac{\Delta a}{a} = -\operatorname{ctg}\varphi \cdot \Delta\varphi. \tag{4}$$

$\Delta\varphi$ ergibt sich aus der Gleichung (2) mit (1):

$$\frac{\Delta l}{2A} = -\frac{2\Delta\varphi}{\cos^2 2\varphi} = \frac{cl}{2A} = -c \cdot \operatorname{tg} 2\varphi$$

zu:

$$\Delta\varphi = \frac{c}{2} \sin 2\varphi \cos 2\varphi = \frac{c}{4} \sin 4\varphi. \tag{5}$$

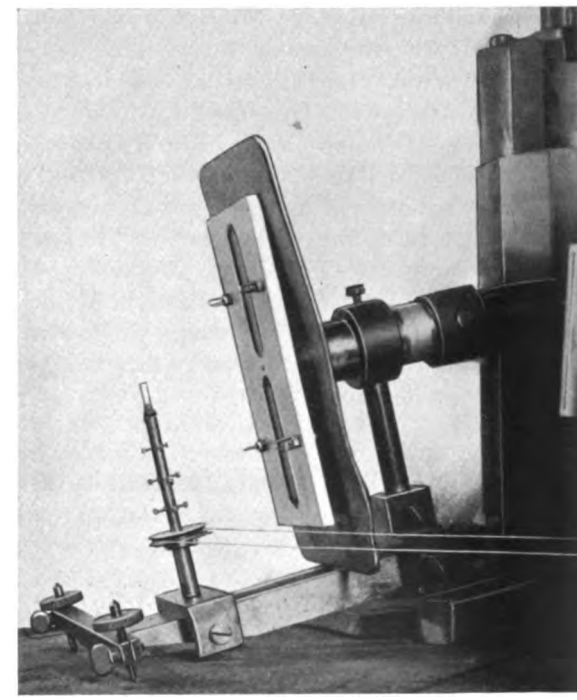


Abb. 2. Versuchseinrichtung.

Und schließlich wird der gesuchte Fehler:

$$\frac{\Delta a}{a} = K \cdot \operatorname{ctg}\varphi \cdot \sin 4\varphi, \tag{6}$$

also proportional $\operatorname{ctg}\varphi \sin 4\varphi$.

Da für $\varphi = 90°$ der Fehler in jedem Falle $= 0$ wird, läßt er sich in einfacher Weise graphisch bestimmen,

Digitized by Google

indem die aus verschiedenen Linienabständen $l_1, l_2 \ldots$ ermittelten Gitterkonstanten über den dazugehörigen Werten $\operatorname{ctg} \varphi_1 \sin 4\varphi_1$, $\operatorname{ctg} \varphi_2 \cdot \sin 4\varphi_2 \ldots$ aufgetragen werden und auf $\varphi = 90°$, d. h. $\operatorname{ctg} \varphi \cdot \sin 4\varphi = 0$ extrapoliert wird.

der Bearbeitung gut geglüht werden[1]. Ein geeigneter Zustand der Oberfläche kann etwa durch Abschmirgeln und Anlassen auf geeignete Temperaturen erhalten werden. Mit Rücksicht auf die Einfachheit der Versuchsdurchführung sind vorläufig einige Unvollkommenheiten

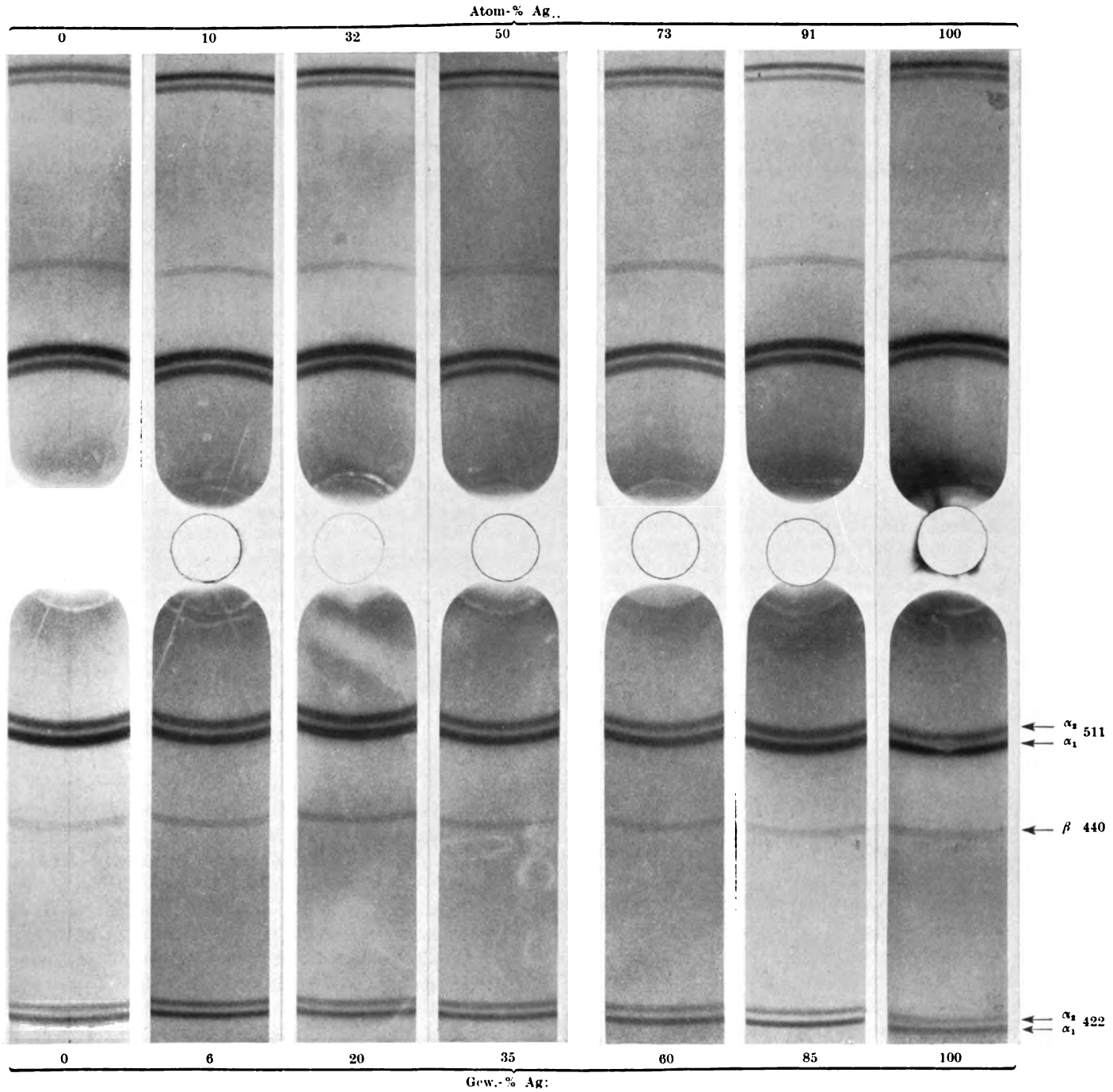


Abb. 3. Präzisionsaufnahmen einiger Gold – Silberlegierungen.

Als Präparat wählt man vorteilhaft ein zylindrisches Stäbchen von mehreren Millimetern Durchmesser, das den Röntgenstrahl ganz abdeckt und zentrisch gedreht wird, so daß stetig geschwärzte Interferenzstreifen entstehen. Die Oberfläche des Objekts muß ganz einwandfrei sein, sowohl hinsichtlich der chemischen Zusammensetzung (Sollzusammensetzung, frei von Oxyden usw.), als auch des mechanischen Zustandes. Scharfe, unverwischte Interferenzkreise ergeben nur Proben, die nach

in Kauf genommen, so daß noch nicht die größte auf diesem Wege erreichbare Genauigkeit erzielt ist. So ist die Verwendung eines doppelseitig begossenen Films[2]

[1] A. E. van Arkel: Physica Bd. 5, S. 208 bis 212. 1925; A. E. van Arkel und W. G. Burgers: Z. Phys. Bd. 48, S. 690 bis 702. 1928; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 410 bis 411. 1927.

[2] Es wurden „Lauefilme" der I. G. Farben benutzt, die uns in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt wurden.

Digitized by Google

hier störend, da die rückseitigen Schwärzungen schwächer als die der Vorderseite sind und die Ringe daher einseitig verwaschen erscheinen. Dies hat weiterhin die unangenehme Folge, daß das Auswertungsergebnis in unkontrollierbarer Weise von der Intensität der Aufnahme abhängig ist. An sich lassen sich die Linienabstände jeder Einzelaufnahme mit Hilfe eines Komparators auf $\pm$ 0,1 mm reproduzierbar ausmessen. Bei einem Abstand von rund 80 mm und Glanzwinkel um 80° ergibt dies im vorliegenden Falle eine Genauigkeit in der Gitterkonstante von $\pm$ 0,0002 Å. Verschiedene Aufnahmen am gleichen Präparat ergaben aber Unterschiede bis über das Doppelte dieses Betrages. Dabei war aber auch der Einfachheit wegen darauf verzichtet, die Versuchstemperatur konstant zu halten oder die Temperaturschwankungen zu berücksichtigen. Die mittlere Versuchstemperatur betrug etwa 20° mit Abweichungen bis $\pm$ 5°. Bei einem mittleren linearen Ausdehnungskoeffizienten der Gold—Silberlegierungen von etwa 0,000015 entsprechen $\pm$ 5° Temperaturänderung einer Änderung der Gitterkonstanten um etwa $\pm$ 0,0003 Å.

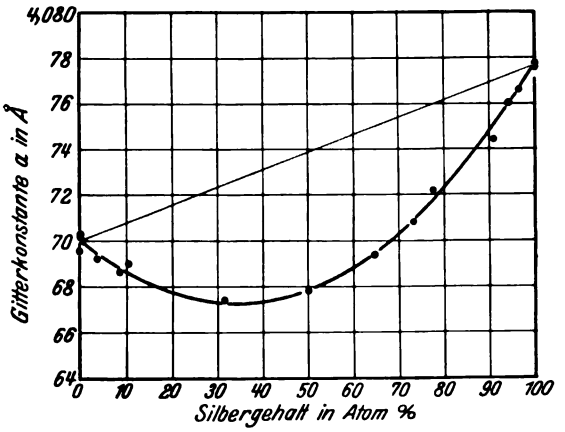


Abb. 4. Gitterkonstanten von Gold—Silberlegierungen.

Die in Abb. 3 teilweise wiedergegebenen Aufnahmen von Gold—Silberlegierungen sind an Stäbchen von rund 4 mm Durchmesser mit Kupferstrahlung durch eine Rundblende von 1,5 mm Durchmesser gewonnen worden. Wegen der großen Blende sind die Interferenzkreise sehr intensiv, aber ziemlich breit, was jedoch bei unseren Versuchsbedingungen die Genauigkeit nur wenig beeinflußt und im übrigen leicht abzustellen ist. Die Aufnahmebedingungen waren 35 kV eff., 9 mA., 4 St. Die benutzte Anlage war ein Halbwellenapparat der Firma Rich. Seifert & Co. in Hamburg mit einer Phönixröhre mit wagerechter Kupferantikathode und vier Lindemannfenstern, die ohne Glühventil betrieben wurde. Die Aufnahmen (Abb. 3) enthalten die 511 (333) $K\alpha_2$-, 511 $K\alpha_1$-, 422 $K\alpha_2$- und 422 $K\alpha_1$-Interferenzen. Die Wellenlänge der Cu-$K\alpha_1$-Strahlung wurde mit 1,53729 Å angesetzt, die der Cu-$K\alpha_2$-Strahlung mit 1,54102 Å[1]. Auf den Aufnahmen sind ferner noch die 440 $K\beta$-Interferenzen vorhanden, aber so schwach, daß sie nicht mit der erforderlichen Genauigkeit ausgemessen werden konnten.

[1] R. Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen. S. 97. Berlin 1927.

2. Mit dieser Vorrichtung wurden die Gitterkonstanten einer Anzahl von Gold—Silberlegierungen bestimmt. Diese ununterbrochene Mischkristallreihe ist besonders interessant wegen der Übereinstimmung der Gitterkonstanten beider Komponenten auf 0,2%. Infolgedessen konnte hier eine etwaige spezifische Wirkung der Legierungsbildung unbeeinflußt von dem sonst vorherrschenden Einfluß der verschiedenen Atomgröße erwartet werden.

Diese Reihe ist zwar schon von verschiedenen Forschern untersucht worden[1], aber die Genauigkeit und Übereinstimmung der bisher vorliegenden Angaben ist sehr gering.

Abb. 3 gibt eine Auswahl aus unseren Aufnahmen wieder. Tabelle 1 bringt das Ergebnis der Auswertungen und Abb. 4 zeigt die Gitterkonstanten über der Zusammensetzung der Legierungen in Atomprozenten.

Tabelle 1.

Silbergehalt[2]		Gitterkonstante a (bei 20°)	Berechnet nach Gleichung (7) a_r	Abweichung $a_r - a$
Gew.-%	Atom-%	Å	Å	Å
0	0	4,0695		
0	0	4,0702	4,0700[3]	—
0	0	4,0704		
2,0	3,5	4,0692	4,0694	+ 0,0002
4,9	8,5	4,0686	4,0687	+ 0,0001
6,1	10,4	4,0690	4,0685	— 0,0005
19,9	31,3	4,0674	4,0672	— 0,0002
35,5	50,0	4,0678	4,0678	0,0000
49,9	64,5	4,0693	4,0694	+ 0,0001
59,9	73,0	4,0708	4,0708	0,0000
65,3	77,5	4,0722	4,0717	— 0,0005
84,8	90,9	4,0744	4,0750	+ 0,0006
89,6	93,9	4,0760	4,0758	— 0,0002
94,5	96,7	4,0766	4,0766	0,0000
100	100	4,0777		
100	100	4,0776	$4,0776_5$[2]	—

Die Gitterkonstanten der Legierungen weichen danach von der Mischungsregel nach kleineren Werten ab, und zwar in so starkem Maße, daß die Kurve der Gitterkonstanten ein Minimum bei Silbergehalten um 30 Atom-% aufweist. Es ist dies bisher der einzige bekannte Fall, daß Mischkristalle kleinere Gitterkonstanten als die kleinere der beiden gleich kristallisierenden Komponenten besitzen. Die Erfassung durch irgendeine Mischungsregel versagt daher in diesem Falle vollständig, während in anderen Fällen Abweichungen zu kleineren Werten vielfach als der Ausdruck einer komplizierten Mischungsregel angesehen wurden.

Die größte Abweichung vom linearen Verlauf über den Atomprozenten ist mit 0,0060 Å etwa von gleicher Größe wie der Unterschied zwischen den Gitterkonstanten a_{Au} von Gold und a_{Ag} von Silber. Die Einzelwerte

[1] P. Scherrer: Arch. sc. phys. et nat. Bd. 3, S. 544. 1921; E. C. Bain: Trans. Am. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 68, S. 625 bis 641. 1923; Chem. Metallurg. Eng. Bd. 28, S. 21 bis 24. 1923; L. W. McKeehan: Phys. Rev. Bd. 21, S. 380. 1923; H. Weiss: Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 108, S. 643 bis 654. 1925; H. Jung: Z. Krist. Bd. 64, S. 413 bis 429. 1926; S. Holgersson: Ann. Physik (4) Bd. 79, S. 35 bis 54. 1926.

[2] Außerdem bis 0,1% Cu und etwas Fe.

[3] Zur Aufstellung der Gleichung (7) benutzter Mittelwert.

Digitized by Google

passen sich gut einer gewöhnlichen Parabel an, gehorchen also der Gleichung:

$$a = k \cdot a_{Ag} + (1 - k)\, a_{Au} - 0{,}0240\, k(1 - k), \quad (7)$$

worin k die Konzentration in Atombruchteilen des Silbers ist. Tabelle 1 zeigt die Übereinstimmung der nach dieser Formel berechneten Gitterkonstanten mit den experimentell gefundenen. Die Abweichungen sind nicht gesetzmäßig und betragen im Mittel $\pm$ 0,0002 Å, was der erwarteten Genauigkeit entspricht.

Die Legierungsbildung hat also bei den Gold—Silbermischkristallen eine Verringerung des Raumbedarfs zur Folge. Dies ist insofern überraschend, als nach Westgren[1] eine solche Zusammenziehung auf chemische Verschiedenheit und Neigung zu Verbindungsbildung schließen läßt. Die gegenüber anderen Legierungsreihen sehr geringe Kontraktion in der Legierungsreihe der im periodischen System untereinander stehenden, und darum sehr nahe verwandten Elemente Silber und Gold wäre danach anscheinend auch als der Ausdruck einer, wenn auch geringen Affinität zwischen diesen Atomen anzusehen. Vielleicht besteht weiterhin ein gewisser Zusammenhang zwischen den Änderungen des Atomraumbedarfs und denen der Eigenschaften bei der Mischkristallbildung. Auch die Eigenschaften werden um so stärker verändert, je weiter die beiden legierungsbildenden Stoffe im periodischen System in horizontaler Richtung voneinander entfernt sind[2].

Bei Gold-Kupferlegierungen[3] und in einer neuerdings begonnenen Untersuchung auch bei Kupfer-Silberlegierungen mit hohem Silbergehalt ist allerdings eine Abweichung von der einfachen Mischungsregel zu höheren Werten festgestellt[1]. Da aber die Atome von Gold und Kupfer bzw. von Silber und Kupfer sehr verschiedene Größen haben, kann darin schon die Ursache der scheinbaren Vergrößerung des Raumbedarfs gesucht werden. Daß ferner die Gitterkonstanten von Molybdän-Wolframmischkristallen[2] sich mit hoher Genauigkeit der einfachen Mischungsregel anpassen, erscheint danach als zufälliger Ausgleich mehrerer Faktoren, da es bisher der einzige Fall ist, in dem die einfache Mischungsregel in Untersuchungen hoher Genauigkeit bestätigt wurde.

Beim Entwurf der Versuchseinrichtung und der Durchführung der Röntgenuntersuchung hat uns Herr P. Möller in wertvoller Weise unterstützt.

Die Legierungen wurden uns versuchsfertig in großzügiger Weise von der Deutschen Gold- und Silberscheideanstalt, Frankfurt-Pforzheim, zur Verfügung gestellt, wofür wir besonders Herrn Dr. L. Nowack Dank schulden.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaften verdanken wir die Mittel zum Ausbau unserer Röntgenanlage.

[1] A. Westgren und A. Almin: Z. phys. Chem. (B) Bd. 5, S. 14 bis 28. 1929.

[2] Vgl. M. Hansen und G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 151 bis 152. 1928.

[3] Vgl. A. E. van Arkel: Physica Bd. 6, S. 64 bis 69. 1926.

[1] Die Ergebnisse der Gitterkonstantenbestimmungen der Reihen Gold—Silber, Gold—Kupfer und Silber—Kupfer entsprechen nunmehr den bekannten Daten über die spezifischen Volumina, die, wenn auch mit großer Streuung, Abweichungen von der Mischungsregel in gleichem Sinne zeigen. Vgl. W. Guertler: Metallographie Bd. 2, Abschn. 5, Lief. 1, S. 6, 30 u. 31. Berlin 1924.

[2] A. E. van Arkel und J. Basart: Z. Krist. Bd. 68, S. 475 bis 476. 1928.

Über die Natur der Festigkeit.

Von **M. Polanyi**[1].

Ein fester Körper widersetzt sich einer äußeren Gewalt, bis diese schließlich die Übermacht gewinnt und es zum Biegen oder Brechen kommt. Der Widerstand, den der Körper leistet, ist seine Festigkeit. Die Größe der Gewalt, die zur Überwindung dieses Widerstandes nötig ist, ist das Maß seiner Festigkeit. Je nachdem, ob das Versagen der Festigkeit zu einem Biegen oder zu einem Brechen führt, nennt man den Körper plastisch oder spröde.

Fragt man also nach der Natur der Festigkeit, so könnte dies etwa heißen: Warum ist ein Körper fest und nicht flüssig oder gasförmig? Warum ist der eine feste Körper mehr, der andere weniger widerstandsfähig, warum der eine plastisch, der andere spröde?

Solche Fragen wären aber übereilt und man würde mit ihnen nicht weit kommen. Besonders deswegen nicht, weil die herkömmliche Einteilung der Materie in drei Aggregatzustände fest, flüssig, gasförmig uns vom Standpunkt der neueren Physik als eine zu oberflächliche erscheint. Seitdem die Untersuchung mit Röntgenstrahlen die Anordnung der Atome und Moleküle in der Materie zu erkennen gegeben hat, ist uns diese Anordnung das Wichtigste geworden. Wir unterscheiden jetzt vor allem zwei Zustände der Materie, den geordneten und den ungeordneten Zustand.

Zwar ist auch dieser Trennungsstrich wie jede Grenzlinie in der Natur von Übergängen durchsetzt, aber es ist dennoch der dickste Trennungsstrich zwischen den verschiedenen Zuständen der Materie. Das Schlimme aber für die Lehre von den drei Aggregatzuständen ist, daß diese dicke Trennungslinie die Grenzen der Aggregatzustände durchschneidet. Zwar fallen die Flüssigkeiten und Gase fast völlig in den ungeordneten, auch amorph genannten Zustand hinein (bis auf die „entarteten Gase“ und die „flüssigen Kristalle“), aber gerade der feste Zustand, auf den es uns hier ankommt, wird von der großen Trennungslinie in einschneidender Weise gespalten. Wohl bleibt der größte Teil der festen Körper, z. B. alle Metalle und die meisten Steine beisammen und schwenkt in die Abteilung der geordneten, auch kristallinisch genannten Zustände ein, aber es bleibt eine beachtungswürdige Minderheit amorph-fester Körper übrig, zu der

[1] Vortrag, gehalten vor der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften am 5. März 1930.

Digitized by Google

z. B. alle Gläser, Lacke u. dgl. gehören, die auf die andere Seite des großen Trennungsstriches zu fallen kommen.

Man wird also erwarten, daß es zwei Arten von Festigkeit, zwei Arten von Biegen und Brechen gibt: bei kristallinischen Stoffen eine solche, die auf ihrer geordneten Struktur beruht, bei den amorph-glasigen Körpern dagegen eine andere, die mit Vorgängen in Flüssigkeiten und Gasen verwandt ist.

Um diese Erwartung zu verfolgen, wollen wir zunächst eine kurze Betrachtung der geordneten und der ungeordneten Materie vornehmen. Der Einfachheit halber werden wir uns dabei zunächst nur eine ebene Schicht von Atomen anschauen, — welche Vereinfachung man etwa durch die Fiktion entschuldigen kann, daß wir, um die

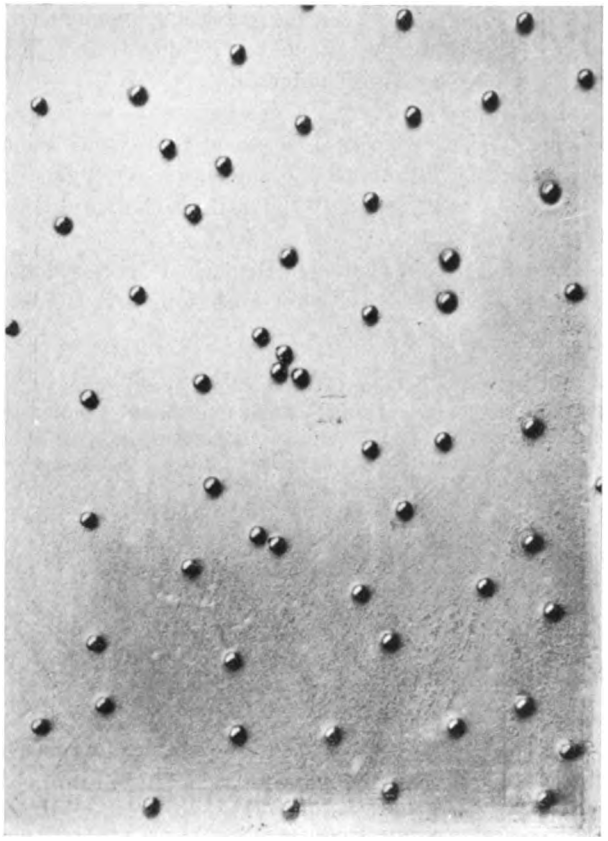


Abb. 1. Regellos verstreute Kügelchen zeigen das Bild der Atome in einem Gas.

innere Beschaffenheit eines räumlich ausgedehnten Körpers zu erkennen, diesen durchschnitten hätten und nun die Schnitftfläche betrachten.

Ein für unsere Zwecke ausreichend treues Modell eines Gases ist leicht herbeigeschafft: Auf dem Boden einer flachen Blechdose liegen zerstreut eine Anzahl Stahlkügelchen (Abb. 1). Indem wir versuchen, die Kugeln durch Schütteln in eine möglichst regellose Bewegung zu bringen, sehen wir ein Bild, das dem Getriebe der Atome in einem Gase ähnlich ist.

Schütten wir den Boden der Dose ganz voll mit Kugeln (Abb. 2), so daß sie eine dichte Schicht bilden, so erhalten wir ein Bild einer Flüssigkeit oder eines amorphfesten, glasartigen Körpers, das allerdings insofern sehr roh ist, als die Wärmebewegung fehlt. Doch wollen wir vorerst über diesen Mangel hinwegsehen und ihn erst später berücksichtigen.

Die nächste Form unseres Kugelmodelles (Abb. 3) soll uns hinüberführen auf die andere Seite der großenTrennungslinie, hinüber in das Gebiet der geordneten Ma-

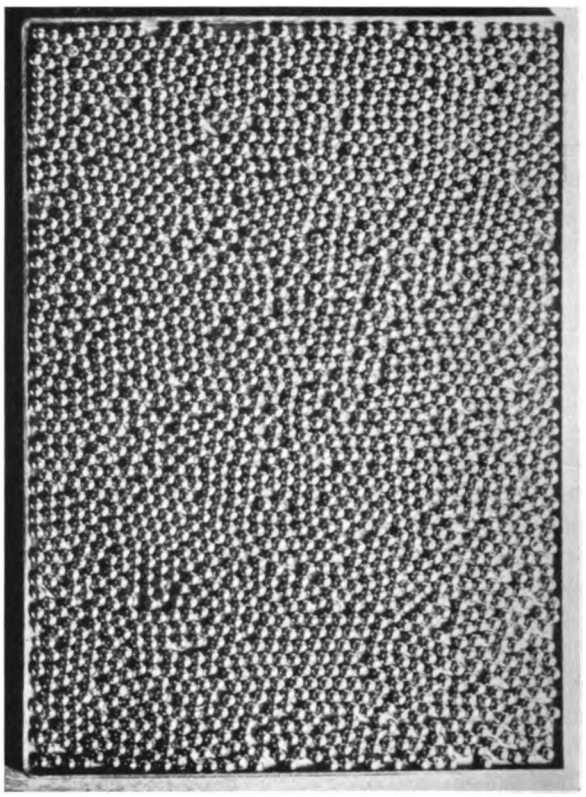


Abb. 2. Regellos, aber dicht zusammengeschüttete Kügelchen zeigen den Aufbau eines flüssigen oder glasig-amorphen Körpers.

terie. Die Atome bilden hier ein regelmäßiges Muster, dessen einfache Grundzüge ich in der Zeichnung (Abb. 4a) hervorgehoben habe. Hier sind die Atommittelpunkte betont, und man sieht, daß man sie als Knotenpunkte eines regelmäßigen Netzes darstellen kann, weshalb auch

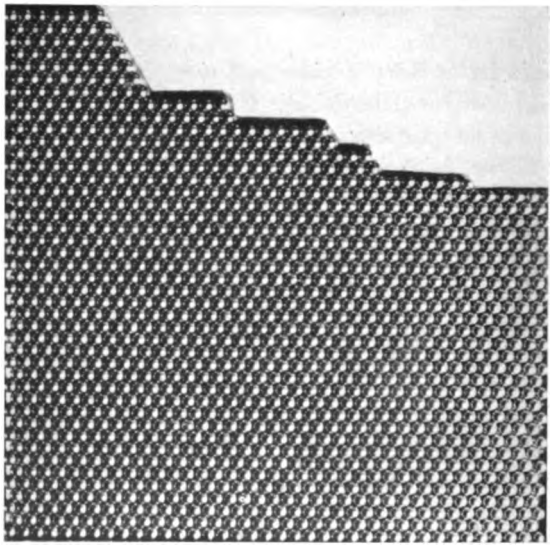


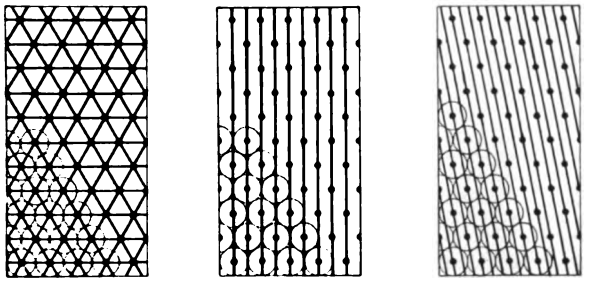
Abb. 3. Aufbau des geordneten Zustandes der Materie. Bild einer „Netzebene".

eine solche geregelte Atomschicht den Namen Netzebene führt.

Man sieht auch (4b und 4c), daß die Netzebenen (die auch „Gitterebenen" genannt werden) sich durch par-

Digitized by Google

allele Anreihung gerader Atomzeilen zusammensetzen, die man gewöhnlich Gittergeraden nennt. Dieselbe



a) Netz der Atommittelpunkte. b) Dichteste Atomzeilen. c) Andere Atomzeilen.

Abb. 4. Gitterebene (Netzebene).

Netzebene kann man sich aus verschiedenartigen Gittergeraden zusammengesetzt denken. In der Zeichnung sind z. B. einmal (b) die dichtest besetzten, ein andermal (c)

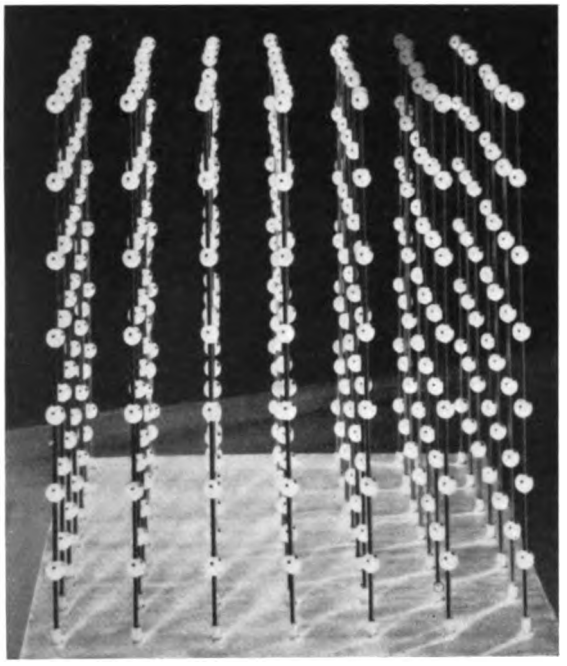


Abb. 5a. Parallel aneinandergereihte Netzebenen bauen den Kristall auf.

eine Schar weniger dicht besetzter Geraden hervorgehoben.

Dieses selbe Prinzip paralleler Aneinanderreihung müssen wir auf die Netzebenen anwenden, wenn wir unser Modell zu einer räumlichen Anschauung des kristallinen Zustandes vertiefen wollen. Das räumliche Modell (Abb. 5a und 5b) deutet uns das Gesamtbild an, das wir uns von dem sog. „Raumgitter" der Atome zu machen haben, von dem Raumgitter, in dem man sich die Atome und Moleküle der kristallinischen Materie angeordnet zu denken hat:

Diese Gitterstruktur der kristallinen Materie ist heute durch das Durchleuchten mit Röntgenstrahlen greifbare, in allen Einzelheiten erkennbare Wirklichkeit geworden. Aber schon vor hundert Jahren ist diese Struktur erfunden worden, um die Eigenschaften der Kristalle, und zwar nicht zuletzt auch deren Festigkeitseigenschaften zu erklären.

Eine Andeutung dieser Zusammenhänge sehen wir in der nächsten Zeichnung (Abb. 6), die den Schnitt durch einen schön ausgebildeten Kristall darstellt, dessen Bild danebensteht. Man sieht, daß die symmetrische Umrandung den Atomzeilen folgt, sich als durch diese Zeilen vorgezeichnet erweist. Hier zeigt sich in einer flüchtigen Andeutung das Walten eines Grundsatzes der gewaltige Bereiche beherrscht: Alle Gesetze des Kristallbaus erklären sich durch die Annahme, daß die Netzebenen des Raumgitters die Kristallflächen präformieren und daß die Atomzeilen die Spuren möglicher Kristallkanten vorzeichnen.

Doch wir wollen hier nicht von den natürlichen Wachstumsflächen von Kristallen sprechen, sondern von der Festigkeit kristalliner Materie, vom Biegen und Brechen der Körper, deren Bausteine regelmäßig angeordnet sind.

Wir nehmen also einen Körper, der nichts Kristallmäßiges an sich hat, keine Flächen noch Kanten trägt, einen einfachen Rundstab, der aber in seinem inneren Aufbau dieselbe edle Ordnung in sich hat, wie der wohl-

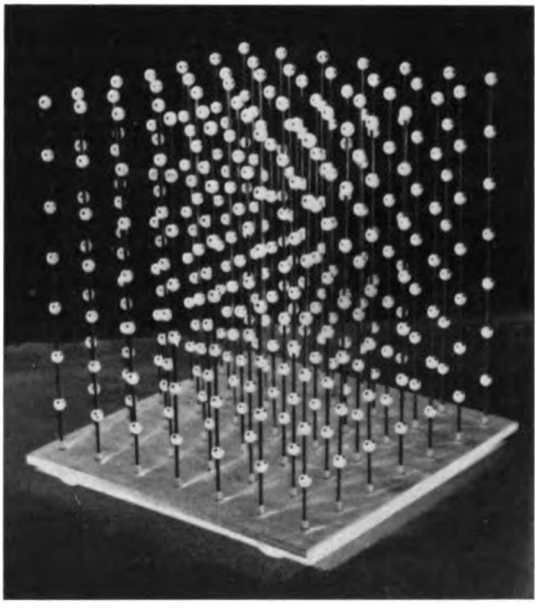


Abb. 5b. Dasselbe Modell von einer anderen Seite aus gesehen.

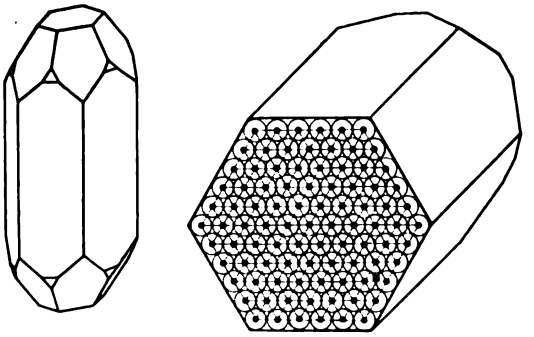


Abb. 6. Schnittfläche eines Kristalles, an der eine geregelte Atomschicht zu sehen ist.

ausgebildete Kristall. Abb. 7 soll so gut wie möglich andeuten, daß der Stab (oder Draht), den wir vor uns haben, aus einem einheitlichen Raumgitter besteht.

Wenn ein solcher Einkristallstab von spröder Beschaffenheit ist, also z. B. aus Steinsalz oder aus Tellur

Digitized by Google

besteht, so kann man ihn in Stücke brechen. Man sieht dabei, wie der Bruch der Kristallstruktur folgt, indem sich die Bruchfläche stets längs der Atomzeilen, längs der Netzebenen auftut (Abb. 8). Die Bruchstücke sind von parallelen Bruchflächen begrenzt, deren Auftreten die latent gewesenen Kristallflächen offenkundig gemacht und als Ebenen geringster Festigkeit gekennzeichnet hat.

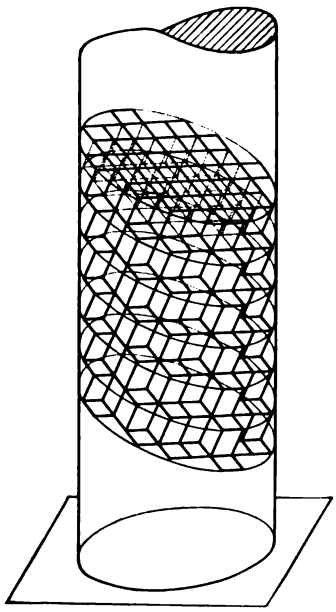


Abb. 7. Einkristall. Ein aus einheitlichem Raumgitter aufgebauter Rundstab.

Natürlich steht dies im krassen Gegensatz zum Verhalten eines amorphen Körpers, z. B. eines Glasstabes. Beim Zerbrechen eines solchen würde nur ein Haufen unregelmäßiger Splitter entstehen.

Aber nicht das Brechen ist das Wichtigste. Dem Menschen kommt es meist nicht darauf an, daß er zerbrechen, sondern, daß er biegen, daß er formen kann. Und die Stücke, die er formt, durch Pressen, Ziehen, Walzen, Schneiden in die nützliche Gestalt zwängt, das sind nicht Einkristalle, sondern zu überwiegendem Teil Körper aus Metall, die zwar kristallinisch sind, aber aus vielen Körnern bestehen, aus einzelnen kleinen Kriställchen, zu einem dichten Haufwerk verbunden sind. Die Abb. 9 zeigt mit entsprechender Vergrößerung den Schnitt durch einen Metallkörper, auf dem

Abb. 8. Kristallstab in Stücke zerbrochen. Bruchstücke von parallelen Bruchflächen begrenzt. (Nach E. Schmid.)

jedes einzelne Feld ein Kriställchen bedeutet. In nebenstehender Darstellung (Abb. 10) ist angedeutet, daß alle Kristallkörner aus dem gleichen Atomgitter aufgebaut sind, daß dieses Gitter aber in jedem Korn eine andere Lage einnimmt. Der praktische Mittelpunkt der Festigkeitsfrage ist also, was eigentlich im Innern der Materie vor sich geht, wenn solche kristallinische Metallkörper den lebenswichtigen Arbeitsvorgängen des Walzens, Stauchens, Pressens unterworfen werden, und der ungeschlachte Rohstoff gezwungen wird, die Form jener nützlichen Gegenstände — Schienenstränge, Lokomotiven, Taschenuhren und Kochtöpfe — anzunehmen, aus denen unsere mechanische Welt besteht.

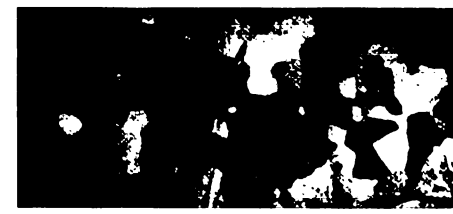


Abb. 9. Schnittfläche eines Metallkörpers: Jedes Feld ein Kriställchen.

Das wäre also die wichtigste Frage: Auf welche Weise ein Kristallhaufwerk der äußeren Gewalt nachgibt, seine Form plastisch ändert? Um sie zu beantworten, müssen wir einen Schritt zurückweichen, wieder zum einfachen Fall, zum Einkristall zurückkehren.

Faßt man einen Einkristalldraht, beispielsweise aus Zink oder Zinn, an beiden Enden und streckt ihn so lange als möglich aus, so merkt man, daß der Kristall sich eine sehr erhebliche Reckung gefallen läßt. Das Merkwürdigste an diesem Vorgange ist, daß dabei aus dem ursprünglich runden Draht ein flaches Band entsteht. Die Breite dieses Bandes ist nicht geringer als die Dicke des Drahtes war (sie kann diese Dicke sogar etwas übertreffen), die ganze Dehnung ist durch Abflachung nach einer Richtung vor sich gegangen.

Die Erklärung dafür muß man nicht weit suchen: Man sieht die Spuren des Vorganges an der Fläche des Drahtes deutlich eingezeichnet. Es sind elliptische Linien-

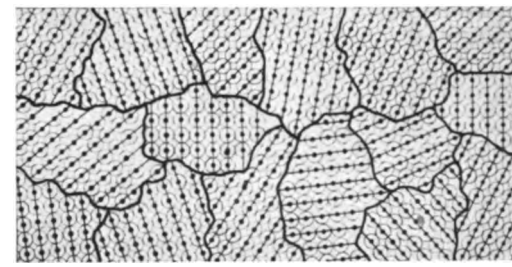


Abb. 10. Kristallkörner in einem Metallstück. Gleiches Gitter in verschiedenen Lagen.

züge, die eine Schar paralleler Ebenen im Innern des Kristalles andeuten (Abb. 11). Ähnlich, wie vorhin beim Brechen des Kristalles eine Schar paralleler Bruchflächen entstanden ist, so ist auch hier die Festigkeit entlang einer Schar paralleler Flächen überwunden worden; der Unterschied ist nur, daß die Überwindung des inneren Widerstandes hier nicht zum Bruch, sondern zur Gleitung geführt hat. Daher heißen auch die Flächen, deren Spuren die Ellipsen andeuten, Gleitflächen, die elliptischen Linien selbst, Gleitlinien.

Ebenso wie vorhin bei den Bruchflächen, so weist auch hier die parallele Lage der Gleitflächen auf eine strenge Beziehung zur Kristallstruktur hin: Es handelt sich um bestimmte, durch die Anordnung der Atome präformierte Kristallflächen, also um bestimmte Netz-

Digitized by Google

ebenen, entlang deren der Kristall vor der äußeren Gewalt zurückweicht.

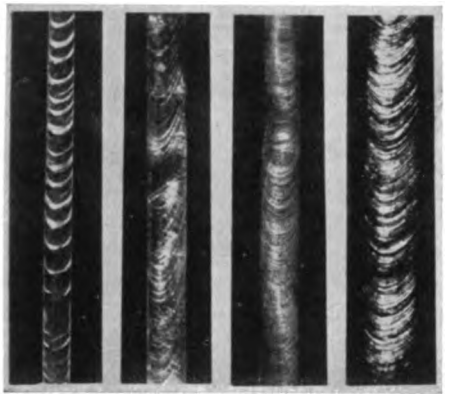
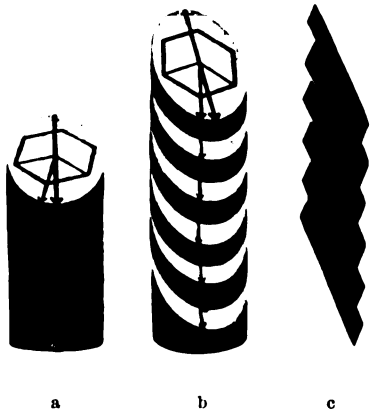


Abb. 11. Gedehnte Metallkristalle. Durch die Dehnung sind die ursprünglich runden Drähte zu Bändern geworden. Die elliptischen Linien sind die Spuren der Gleitung (Gleitlinien). (Nach E. Schmid.)

Man kann sich das auch an unserem Kugelmodell plausibel machen, indem man die Leichtigkeit beachtet, mit der sich die Atome längs der vorgebildeten Zeilen verschieben. So hat denn auch in der Tat die genaue und ausführliche Analyse des Gleitvorganges in Kristallen zu dem Ergebnis geführt, daß die Gleitung stets entlang einer der dichtesten Netzebenen des Kristalles vor sich geht. Auch darüber hinaus ist die Gleitbahn in der Struktur des Kristalles festgelegt, indem die Gleitflächen nur in ganz bestimmter Richtung nachgeben, nämlich in der Richtung der Gittergraden, aus denen sich die Netzebene zusammensetzt. Auch folgt die Richtung des Gleitens in allen Fällen jener besonderen Atomzeile des Raumgitters, entlang deren die Atome am dichtesten aneinandergereiht stehen.

Ein Holzmodell mag diesen Gleitvorgang ,wie er sich in bestimmten strukturell präformierten Ebenen und entlang ebenfalls strukturell vorgezeichneten Richtungen abspielt, der Anschauung noch etwas näherbringen. Das Sechseck an der aufgerissenen Kristallfläche soll an das Atomnetz der betreffenden Ebene erinnern (Abb. 12).



a b c

Abb. 12. Dehnung eines Kristalldrahtes im Modell veranschaulicht. a) ungedehnt (mit aufgerissener Gleitfläche). b) und c) gedehnt von der Flachseite und der Schmalseite des „Bandes" gesehen.

Die Verschiebung der Schichten des Holzmodelles gibt eine Nachahmung der Kristalldehnung: Gleitlinien und Abflachung werden in charakteristischer Weise sichtbar. Die Einhaltung der kristallographischen Gleitrichtung wird dadurch veranschaulicht, daß die Gleitung der Scheiben, nicht der Richtung größter Neigung folgt, sondern sich an die Richtung der einen Sechseckseite hält, also längs der entsprechenden Atomzeile geht. Man sieht, daß dieses schiefe Abgleiten eine eigenartig schiefe Lage der Gleitellipsen in dem entstehenden Bande zur Folge hat, und sieht es an den Gleitlinien der im Lichtbilde (Abb. 11) gezeigten Kristalle bestätigt, daß diese Folgerung tatsächlich zutrifft.

Daß bei der Gleitung die Richtung bestimmter Atomzeilen eingehalten wird, ist deshalb von besonderer Wichtigkeit, weil aus ihr der Beweis dafür abgeleitet werden kann, daß der Mechanismus, den wir hier für den Einkristall aufgedeckt haben, auch bei der Verformung der einzelnen Körner des Vielkristalles maßgebend ist. Man

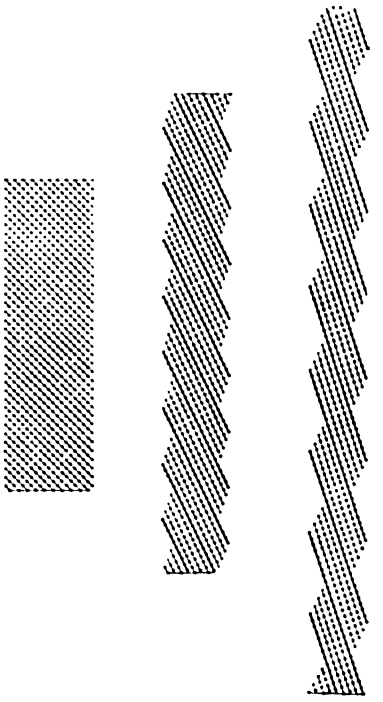


Abb. 13. Die Atomzeilen, längs deren die Gleitung erfolgt, schwenken in die Dehnungsrichtung ein.

erkennt wohl ohne Schwierigkeit, daß bei fortschreitender Dehnung in der Orientierung des Gitters ein Wechsel stattfindet, und zwar so, daß die Gleitfläche sich immer mehr an die Dehnungsachse anlegt, und dabei diejenige Atomzeile, längs deren die Gleitung stattfindet, in die Achse der Dehnung hineinschwenkt (Abb. 13). Unterwirft man also eine Anzahl Kristalle der Dehnung in ein und derselben Richtung, so bewirkt man damit eine Uniformierung der Kristalle; wie immer nämlich in ihnen das Gitter ursprünglich orientiert sein mochte, so bewirkt doch die Dehnung, daß sich das Gitter in allen Kriställchen in dieselbe Lage einstellt. Die Gitter stellen sich alle mit ein und derselben Atomzeile parallel zur Dehnungsrichtung ein.

Nun spielt sich aber gerade dieser Vorgang der Uniformierung der Gitterlagen als Folge der Dehnung in typischer Weise in den einzelnen Körnern der gewöhnlichen polykristallinen Metallkörper ab (Abb. 14). Und auch im einzelnen läßt sich die Verwandtschaft darlegen zwischen den Gitterdrehungen, die einerseits in Ein-

Digitized by Google

kristallen, andererseits in den Kristallkörnern desselben Metalls im gewöhnlichen polykristallinen Zustande eintritt. Diese Übereinstimmung liefert den Nachweis, daß der beim Einkristall beschriebene Verformungsmechanismus auch für die Körner des Vielkristalles Geltung hat.

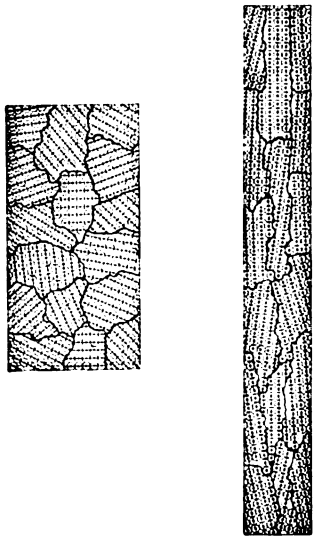


Abb. 14. Bei Dehnung eines Vielkristallkörpers schwenken in jedem Kristallkorn dieselben Atomzeilen in die Dehnungsachse ein.

So erweist sich die zu Anfang ausgesprochene Vermutung als zutreffend, daß plastische Formgebung kristalliner Körper durch die gesetzmäßige Anordnung der Materiebausteine vorgeschrieben ist. In kurze Worte gefaßt gilt das Prinzip: **Kristalline Materie läßt sich plastisch verformen, indem man die dichtesten Atomzeilen parallel zueinander verschiebt.**

Welches ist aber das Prinzip, das auf der anderen Seite der großen Trennungslinie waltet, in dem Reich der ungeordneten Materie, in dem es keine zu Zeilen aufgereihte Atome gibt? Bisher haben wir ja nur die eine Art der Überwindung der Festigkeit solcher Körper, nämlich das Zerbrechen erwähnt, das bei amorph gebauter Materie ohne Ausbildung von Kristallflächen vor sich geht. Wir haben jetzt den Mechanismus aufzuzeigen, der die andere Art des Ausweichens vor der äußeren Gewalt, die in einem plastischen Nachgeben besteht, im Bereiche der festen Körper mit ungeregelter Atomanordnung ermöglicht.

Um ihn zu finden, haben wir die Wärmebewegung zu beachten, von der wir bisher abgesehen haben. Diese Bewegung ist in amorph-festen Körpern etwas verschieden von derjenigen, die im Gase vor sich geht, welche wir vorhin in etwas roher Weise durch das Schütteln der Atome angedeutet haben. Sie besteht hier nicht, wie im Gase in einer fortschreitenden Bewegung freier Atome, sondern fast ausschließlich in einem Hin- und Herpendeln der Atome um eine feste Ruhelage. Das Bedeutungsvolle ist nun für uns, daß es, wenn auch selten, so doch immer wieder vorkommt, daß eine besonders starke Schwingung ein Atom aus seiner Stellung heraushebt, so daß es mit einem seiner Nachbarn den Platz tauscht. Langsamer als das Durcheinanderwirren der Atome im Gase, aber doch ebenso unaufhaltsam bringen diese Platzwechselereignisse eine Durchmischung der Materie zustande. Sie bewirken, daß nach einiger Zeit sich ein jedes Atom an einer anderen Stelle befinden wird, als an der es ursprünglich gelegen hatte.

Es ist nun leicht zu beweisen, daß diese innere Durchmischung eine Plastizität zur Folge hat. Denken wir uns z. B., wir hätten einen Glasfaden, der etwa die Form einer Spiralfeder haben mag im angespannten Zustande. So lange die Spiralfeder nicht plastisch nachgibt, wird sie bei ihrer Zusammenziehung in ihre Ausgangsform zurückgehen und dabei die ganze Arbeit hergeben, die man zu ihrer Dehnung aufzuwenden hatte. Denken wir uns nun zwischen Anspannung und Entspannung eine Wartezeit eingeschaltet, während derer die Wärmebewegung eine Durchmischung der Atome bewirkt. Die Wirkung dieser Durchmischung könnte von vornherein dreierlei Art sein:

1. Die Arbeit, die die Feder bei der Entspannung leistet, könnte größer geworden sein als die Arbeit, die zu ihrer Anspannung nötig war (Entspannungsarbeit > Anspannungsarbeit).

2. Die Entspannung könnte unverändert gleich der Anspannungsarbeit geblieben sein (Entspannungsarbeit = Anspannungsarbeit) und schließlich

3. könnte die Entspannungsarbeit unter den Wert der Anspannungsarbeit abgefallen sein (Entspannungsarbeit < Anspannungsarbeit).

Den mittleren Fall können wir sofort mit der Begründung ausschließen, daß es doch allzu unwahrscheinlich ist, daß alle Atome ihren Platz wechseln sollen, und dabei der elastische Energieinhalt genau unverändert bleibt.

Was nun den ersten Fall anbelangt, so ist er doch zu schön, um wahr zu sein. Wir würden da eine Feder anspannen, dann einige Zeit warten, um nachher aus ihrer Zusammenziehung mehr Arbeit herauszuholen, als wir hineingesteckt haben. Ein Gesetz grundlegender Art verbietet es der Natur, uns so freigebig an die Hand zu gehen. Dieses Gesetz, der zweite Hauptsatz der Wärmelehre, schließt diesen Fall aus, und so springt die Folgerung heraus, daß die Wärmebewegung gemäß dem dritten Fall wirken, also stets nur eine Herabsetzung der elastischen Energie herbeiführen kann, — mit anderen Worten, sie bewirkt, daß die Spannung in der gereckten Spiralfeder nachläßt, daß diese sich nicht bis zu ihrer Ausgangslage zusammenzieht, daß sie also plastisch nachgibt.

Diese Art Plastizität, die man, weil sie der Wärmebewegung entspringt, als thermische Plastizität bezeichnen mag, muß mit Rücksicht auf ihre Entstehungsweise zwei bemerkenswerte Eigenschaften haben, in denen sie sich von der Kristallplastizät, die durch Verschiebung von Atomzeilen zustande kommt, durchaus unterscheiden müßte.

1. Im Gegensatz zur Kristallplastizität sollte sie (wie die Wärmebewegung) mit der Temperatur sehr erheblich zu- bzw. abnehmen und beim Nullpunkt der Temperatur verschwinden.

2. Da der Platzwechsel ein Vorgang ist, der allmählich im Laufe der Zeit vor sich geht, müßte das Ausmaß des plastischen Flusses stets erheblich von der Wirkungsdauer der Anspannung abhängen, wofür bei der einfachen Verschiebung von Atomzeilen keine Veranlassung besteht.

Beide Folgerungen scheinen sich durchaus zu bewahrheiten, und zwar ist die letztere Eigenart glasiger Körper, daß sie sich im Gegensatz zum Verhalten der kristallinischen Materie biegen lassen, wenn man die Kraft nur lange genug wirken läßt, bereits längst bemerkt worden. (Ein gutes Beispiel dafür gibt das amorphe Schusterpech, das beim Aufklopfen hart und spröde erscheint, bei länger dauerndem Lagern dagegen

Digitized by Google

schon unter Wirkung seines eigenen Gewichtes seine Form ändert — im Gegensatz zu den weichen [aber kristallinischen] Wachsfiguren der Ägyptengräber, die Jahrtausende hindurch ihre Gestalt bewahren.) Dagegen ist die erstere Folgerung erst kürzlich als richtig erwiesen worden. Zwar wußte man schon lange, daß glasige Körper bei tiefen Temperaturen durchaus spröde werden, doch war es zweifelhaft, ob nicht auch die Plastizität der Kristalle mit dem Absterben der Wärmebewegung zunichte wird. Erst neuere Versuche, in denen gemeinsam mit E. Schmid die Plastizität von Kristallen bis zu sehr tiefen Temperaturen gemessen wurden, führten den Nachweis, daß diese auch bei den tiefsten Temperaturen fast unverändert erhalten blieb.

Wir sehen also, daß bei diesen tiefsten Temperaturen die Gegenüberstellung des Amorphen und des Kristalles auf eine sehr einfache Formel zu bringen ist. Der amorphe völlige spröde — der Kristall nicht viel weniger nachgiebig als bei gewöhnlicher Temperatur.

Die Fruchtbarkeit dieser Gegenüberstellung liegt darin, daß sie zur Erwägung eines möglichen Übergangszustandes veranlaßt. Man wird auf den Gedanken geführt, daß, wenn es nur einigermaßen gelingen mag, die mustergültige Ordnung im Innern eines Kristalles zu stören, sogleich eine erhebliche Abnahme der Plastizität einsetzen müßte.

Wir wissen, daß diese Übergangszustände in der Wirklichkeit die größte Rolle spielen; wir wissen, daß auch bei festgehaltener chemischer Zusammensetzung der Widerstand gegen plastische Formänderung (also die Festigkeit) die ganze Skala zwischen Butterweichheit und Stahlhärte durchläuft, wenn man von den vollkommensten Einkristallen zu mehr und mehr ungeordneten Zuständen desselben Materials übergeht. Und es ist bekannt, daß das Mittel zur Zerstörung der vollkommenen Einkristallstruktur einfach der mechanische Verformungsprozeß selbst ist, er bewirkt die Verfestigung, die sich als mechanische Verfestigung bei der Bearbeitung der Metalle zum Nutzen oder auch zum Schaden des technischen Zweckes in jedem Arbeitsgange bemerkbar macht.

Als Beispiel sei hier erwähnt, wie man einen Stab, der aus einem einzigen Kupferkristall besteht, und der weich wie Butter ist, mit Leichtigkeit verbiegen kann, und der sich dabei so verfestigt, daß man ihn bei Anwendung seiner ganzen Kraft nicht mehr zurückbiegen kann.

Die Abb. 15 erläutert die Vorgänge, die bei der Biegung die ideale Ordnung des Kristalles zerstören, und dessen Annäherung an den amorph-spröden Zustand verursachen. Ein Blick lehrt uns das Wesentliche: Daß man nämlich die Kristallbiegung nicht wie die Dehnung als einfache Parallelverschiebung gerader Atomzeilen darstellen kann, vielmehr muß man hier eine Biegsamkeit der einzelnen Schichten zulassen, welche notwendigerweise den Zusammenhang des Gitters beeinträchtigt.

Man wird demnach erwarten, daß die Festigkeit des verformten Kristalles einen gemischten Charakter trägt, daß sich in ihr kristallinische und amorphe Züge vermengen. Parallelverschiebung der Atomzeilen mit der Wirkung der Wärmebewegung. Und so ist es auch in der Tat: Der „athermischen" Kristallplastizität überlagern sich bei verformten Körpern die thermischen Vorgänge der „Erholung" und der „Rekristallisation".

Abb. 15. Durch Biegung eines Kristalles wird die Ordnung des Raumgitters gestört.

Ähnliches gilt für den Einfluß der Zeit: Da die entfestigenden Vorgänge der Erholung und der Rekristallisation nicht momentan, sondern (wie alle durch die Wärmebewegung verursachten Wandlungen) allmählich mit der Zeit verlaufen, so führt ihr Einfluß einen Zeitfaktor in die Plastizität ein. Dementsprechend erweist sich die Wirkung der Kraft bei verformten Körpern, ähnlich wie bei den amorphen, als von der Dauer der Einwirkung abhängig.

Die Natur der Festigkeit verformter Kristalle liegt also in der Tat auf der Verbindungslinie zwischen den beiden Grenzfällen der vollkommen geordneten und der völlig ungeordneten Materie.

Historische Bemerkungen.

Die Ergründung des Kristallbaus, die uns die letzten beiden Jahrzehnte gebracht haben, verdanken wir der Laueschen Entdeckung (1912) der Interferenz der Röntgenstrahlen in den Kristallen, welche besonders durch W. H. und W. L. Bragg in meisterhafter Weise zur Methode der Strukturbestimmung ausgebaut wurde. Als eine der zahlreichen Folgen dieser Umwälzung konnte die Untersuchung der Festigkeit in dem hier erläuterten Sinne ausgeführt werden. Die erste Untersuchung über die Wirkung plastischer Deformation auf Metalleinkristalle habe ich auf der Hauptversammlung der Bunsengesellschaft 1921 mitgeteilt, wobei ich mich auf gemeinsame Versuche mit K. Peters und E. v. Gomperz stützte (vgl. Z. Elektrochem. Bd. 28, S. 16. 1922 u. Z. Phys. Bd. 8, S. 184. 1922). Die Fortschritte, die ich oben mitgeteilt habe, sind jedoch erst durch die gemeinsam mit H. Mark und E. Schmid ausgeführte Hauptarbeit (Z. Phys. Bd. 12, S. 68. 1922) hervorgebracht worden. Bald nach der Veröffentlichung in der Bunsengesellschaft wurden die Ergebnisse der wichtigen Arbeit von H. C. Carpenter und C. F. Elam, Proc. Roy Soc. Bd. 100, S. 120. 1921, bekanntgegeben, die das Gebiet der Metalleinkristalle von einer ganz anderen Seite anschnitt. Die Weiterführung erfolgte in England durch G. J. Taylor und C. F. Elam, Proc. Roy. Soc. Bd. 102, S. 634. 1923.

Die obigen Vorstellungen über Plastizität von amorphen Körpern als Folge chemischen Platzwechsels schließen sich an Ausführungen von R. Becker (Phys. Z. Bd. 26, S. 919. 1925) an. Die neueren Arbeiten, die gemeinsam mit E. Schmid bei tiefsten Temperaturen ausgeführt wurden, sind in vorläufiger Form erschienen in Naturwiss. Bd. 17, S. 301. 1929.

Digitized by Google

Zugversuche an Gold—Silberkristallen.

Von **G. Sachs** und **J. Weerts**[1].

Die Untersuchung von Legierungskristallen des Kupfers mit Zink (bis 28 Gew.-%) deckte verschiedene auffallende Veränderungen der mechanischen Eigenschaften mit steigender Menge des Zinks auf, welche teils der Mischkristallbildung, teils einer spezifischen Wirkung des Zinks auf Kupfer zugeschrieben wurden[2]. Ferner hatte es sich bei Untersuchungen dieser Legierungen im feinkristallinen Zustand gezeigt, daß auch die Walz- und Rekristallisationstexturen mit zunehmendem Zink-

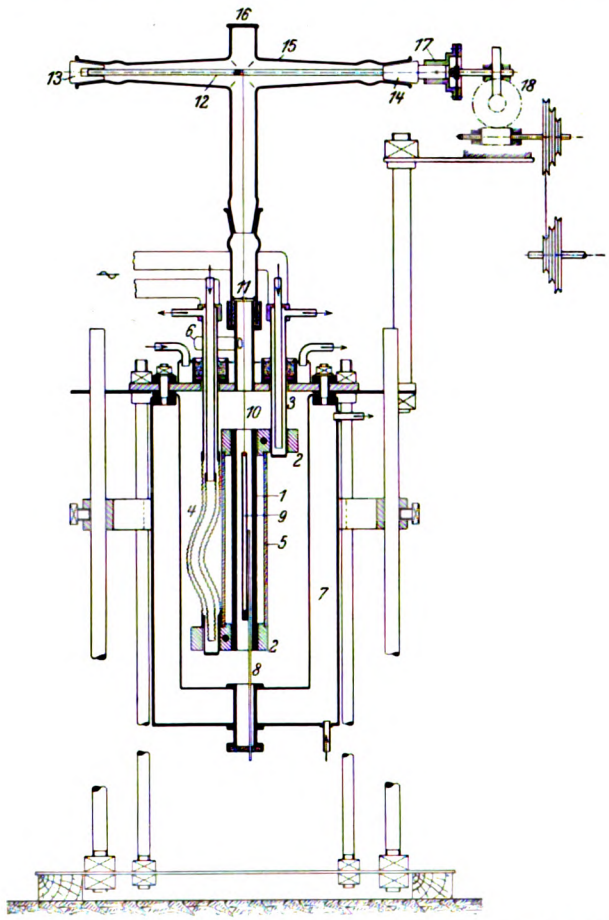


Abb. 1. Vakuum-Kohlerohrofen für die Herstellung einzelner Kristalle (schematische Darstellung, Maßstab etwa 1 : 10). *1* = Graphitheizrohr; *2* = Graphitklemmbacken; *3* = steifes Kupferrohr; *4* = biegsames Tombakrohr; *5* = Strahlungsschutz; *6* = zur Luftpumpe; *7* = wassergekühlter Mantel; *8* = Thermoelement-Schutzrohr; *9* = Kohlerohrtiegel; *10* = Wolframdraht; *11* = Zentrierring; *12* = Welle; *13* = Lager; *14* = Drehschliff; *15* = Glaskörper; *16* = Beobachtungsfenster; *17* = elastische Kupplung; *18* = Getriebe. Die Pfeile deuten den Lauf des Kühlwassers an. Thermoelement und Schutzrohr werden nach der Eichung entfernt.

gehalt ihren Charakter ändern[3]. Die innere Ursache auch dieser Erscheinung muß letzten Endes wohl im verschiedenen Verhalten der Einzelkristalle gesucht werden. Um daher den Einfluß der Legierungsbildung in einer möglichst von allen Verwicklungen ungestörten Form festzustellen, erschien es notwendig, eine vollständige Mischkristallreihe zu untersuchen, deren beide Komponenten sich in möglichst vielen Eigenschaften ähnlich sind. Das gegebene Legierungspaar hierfür ist Gold und Silber, die sich sowohl in chemischer Beziehung als auch in der Größe ihrer Gitterkonstanten sehr nahe stehen, also gerade in den beiden Eigenschaften, welche hauptsächlich für Eigenschaftsänderungen bei der Legierungsbildung verantwortlich gemacht werden.

Präzisionsmessungen der Gitterkonstanten ergaben zunächst entgegen der bisherigen Vorstellung eine Kontraktion des Gitters in den Legierungen nach einem parabolischen Gesetz, welche 0,006 Å bei der Legierung mit gleichen Atomanteilen von Gold und Silber erreicht[1].

Weiterhin wurden einzelne Kristalle in einem Vakuumofen hergestellt und Zugversuchen unterworfen. Die Schubspannungen an der Streckgrenze der Kristalle

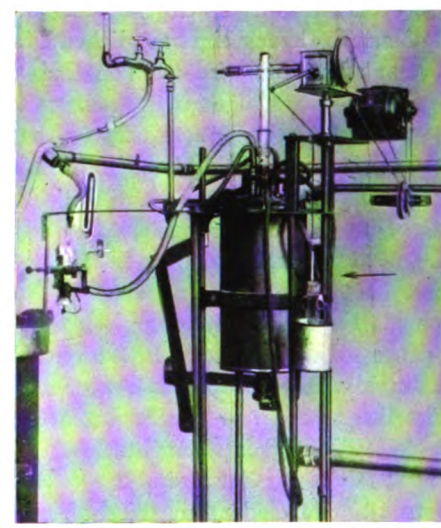


Abb. 2. Vakuum-Kohlerohrofen im Betriebe. Kristall (←) in der Ätzvorrichtung.

verlaufen ebenfalls nach einem parabolischen Gesetz, derart, daß die 50proz. Legierung mit 0,50 kg/mm² eine um fast eine Größenordnung höhere Streckgrenze aufweist als Gold (0,09 kg/mm²) und Silber (0,06 kg/mm²). Die Verfestigungskurven der Kristalle lassen besonders auf der Goldseite ganz gleichartige Unterschiede erkennen wie die Kurven der Kupfer—Zinkkristalle. Bei Silber und besonders bei Gold ist die Streckgrenze zwar ausgeprägt, aber danach bald der Spannungsanstig sehr stark und allmählich abnehmend. Bei den Legierungen mittlerer Konzentration, besonders derjenigen mit 30 Atom-% Silber, bleibt dagegen die Spannung hinter der Streckgrenze noch bis zu einer beträchtlichen Abgleitung (rund 12%) gleich; dann folgt ein längere Zeit fast gleichbleibender Anstieg der Schubspannung. Die durch das Gleiten hervorgerufene Unsymmetrie der Verfestigung, welche ein verwickeltes Zusammenwirken der verschiedenen Gleitbewegungen zur Folge hat, ist jedoch bei den Gold—Silberkristallen nur wenig

[1] Original: Z. Phys. Bd. 62, S. 473 bis 493. 1930.

[2] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 55, S. 581 bis 620. 1929.

[3] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 56, S. 474 bis 484, 485 bis 494. 1929.

[1] G. Sachs und J. Weerts: Z. Phys. Bd. 60, S. 481 bis 490. 1930.

Digitized by Google

größer als bei den beiden Komponenten. Ergänzungsversuche an Kupferkristallen ergaben für diesen Stoff ein ähnliches Verhalten wie für Silber und besonders Gold.

In einer weiteren Versuchsreihe wird noch die Kristallgleichrichtung in gewalzten und geglühten Blechen untersucht werden.

Herstellung der Kristalle. Die einzelnen Kristalle der reinen Metalle und Legierungen[1] wurden wie früher durch langsames Hindurchführen der Schmelze durch einen Ofen hergestellt.

Da jedoch bei verschiedenen Versuchen an silberreichen, an der Luft erschmolzenen Legierungen regelmäßig Störungen entstanden, als deren Ursache Gasaufnahme vermutet wurde, konstruierte Dr.-Ing. Frhr. v. Göler nach Vorbildern des Astrophysikalischen Instituts in Potsdam[2] einen Vakuum-Kohlerohrofen für die Kristallherstellung. Die Einzelheiten der endgültigen Ausführung gehen aus der schematischen Wiedergabe Abb. 1 und dem Lichtbild Abb. 2 hervor. Bei den vorliegenden Versuchen beschränkten wir uns auf das von einer Ölpumpe gelieferte Vakuum, das am Ofen durchschnittlich 0,5 mm Quecksilber betrug.

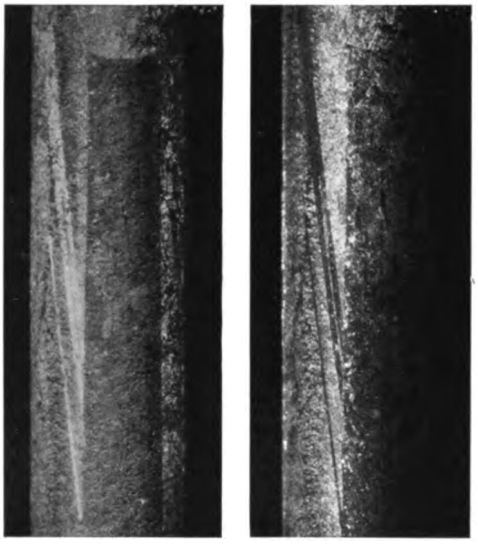


Abb. 3. Wachstumszwillinge auf der Oberfläche eines Goldkristalls (viermal vergrößert).

Der Ofen hat sich im ganzen sehr gut bewährt. Schwierigkeiten bei der Kristallherstellung entsprangen hauptsächlich aus der Unvollkommenheit der Aufhängung und des unteren Verschlusses der als Tiegel verwendeten Kohlerohre. Zum Aufhängen bewährte sich nach verschiedenen Versuchen Wolframdraht von 0,11 mm Durchmesser, der nach je fünf bis zehn Versuchen wegen eingetretener Sprödigkeit ausgewechselt wurde[3]. Als Boden wurde in die Rohre (5 bis 6 mm lichte Weite) ein Kohlestopfen genau eingepaßt und mit einem Kohlestift verbolzt.

Die gewonnenen Kristallstäbe wurden durch öfteres Eintauchen in Zyankalilösung angeätzt[1], um ihren Zustand festzustellen. In manchen Fällen konnte jedoch erst durch Röntgenaufnahmen nachgewiesen werden, daß ein Stab aus zwei der Länge nach verwachsenen, nur wenig verschieden orientierten Kristallen bestand. Äußerlich ließen die Kristalle nur in seltenen Fällen Baufehler erkennen, während früher bei den an der Luft hergestellten dickeren (10 mm Durchmesser) Messingstäben Störungen fast regelmäßig beobachtet wurden[2]. Nur bei einigen Silberkristallen traten eigentümliche Systeme paralleler Streifen auf, die beim Ätzen verschwanden. Abb. 3 zeigt gleiche Baufehler bei einem Kristallstab aus Gold, welche ganz das Aussehen von Wachstumszwillingen haben. Wegen der geringen Ausdehnung dieser Bereiche war eine genaue Orientierungsbestimmung nicht möglich. Soweit ein Kristallstab über eine größere Länge aus einem einzigen Kristall bestand, ergab er auch in den zur Orientierungsbestimmung vorgenommenen Drehaufnahmen[3] entsprechend Abb. 4 scharf begrenzte und gut symmetrische Interferenzflecke. Auch wiesen die Kristalle keine Andeutungen von Dendriten vor, waren also dem äußeren Anschein nach homogen, wie es bei dem schmalen Schmelzintervall zu erwarten war. Dies wurde noch durch Ätzen eines Kristalls mit 50 At.-% Ag in $AuCl_3$-Lösung bewiesen, wobei der Kristall blank blieb, während bei unhomogenen Legierungen dieser Zusammensetzung dunkle Flecke entstehen[4].

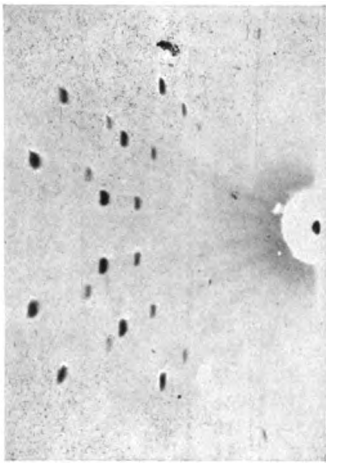


Abb. 4. Drehaufnahme eines Gold—Silberkristalls mit 50 At.-% Ag (Nr. 46).

Die Ausbeute an einzelnen Kristallen von genügender Länge war je nach der Legierung verschieden. Auf

[1] Die Deutsche Gold- und Silberscheideanstalt, Pforzheim, hat uns durch Lieferung der Legierungen in versuchsfertiger Form gefördert, wofür wir besonders Herrn Dr. Nowack zu Dank verpflichtet sind.

[2] E. F. Freundlich: Das Turmteleskop der Einsteinstiftung. Berlin: Julius Springer 1927; K. L. Wolf: Z. Phys. Bd. 44, S. 170 bis 189. 1927.

[3] Der Osram G. m. b. H. danken wir bestens für die Überlassung von Wolframdraht.

[1] Das Aus- und Eintauchen wurde mechanisch besorgt (vgl. Abb. 2); die so erzielte Zufuhr genügender Mengen von Sauerstoff verstärkte die Ätzwirkung.

[2] M. Masima und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 50, S. 161 bis 186. 1928.

[3] Frhr v. Göler und G. Sachs: a. a. O. Die Röntgenuntersuchung erfolgte mittels einer Müller-Kreuzfokusröhre mit Eisenantikathode, die an einen Seifert-Spektroanalytapparat angeschlossen war. Die Aufnahmebedingungen waren: 40 kV eff., 20 mA, 2 St., 35 mm Abstand.

[4] G. Tammann: Z. anorg. Chem. Bd. 107, S. 1 bis 239. 1909.

Digitized by Google

Tabelle 1. Übersicht der hergestellten Kristalle.

At.-% Ag	Gew.-% Ag	Nr.	Winkel der Stabachse zu den Würfelkanten			Verhalten beim Zugversuch	Röntgenographische Untersuchung
			α_1	α_2	α_3		
0	0	1	23,0	67,1	89,1	gut	zu wenig Meßpunkte
0	0	2	43,2	51,6	73,3	Streckgrenze verwischt	zu wenig Meßpunkte
0	0	3	20,1	70,3	85,2	gut	gut
0	0	4	44,0	56,2	65,7	—	—
0	0	5	40,0	59,0	67,5	gut	gut
0	0	6	33,6	60,3	75,8	gut	gut
0	0	31	31,8	62,2	75,7	—	—
0	0	32	52,1	52,7	59,9	—	—
0	0	40	38,6	62,9	64,8	Streckgrenze gut, Kurve zu hoch	einfache Gleitung gestört
3,5	2,0	9	18,2	71,9	79,1	Streckgrenze gut, Kurve zu hoch	
3,5	2,0	10	24,8	67,0	81,8	Streckgrenze gestört	gut
3,5	2,0	33	28,9	61,6	86,0	gut	—
10,0	6,0	7	19,8	75,1	77,3	Streckgrenze gut, Kurve zu hoch	einf. Gleitung gestört
10,0	6,0	8	24,7	69,0	77,9	Streckgrenze gestört	gut
10,0	6,0	26	34,9	61,0	72,3	gut	—
31,5	20,0	11	26,8	64,4	82,9	gut	gut
31,5	20,0	12	30,7	68,9	68,8	schlecht	—
31,5	20,0	30	35,6	60,6	71,4	gut	gut
31,5	20,0	55	18,9	76,1	77,3	—	—
50,0	35,5	46	28,2	65,1	77,2	gut	gut
73,0	60,0	18	17,0	74,2	83,7	gut	gut
73,0	60,0	29	18,4	73,3	82,8	gut	gut
73,0	60,0	42	31,8	60,8	78,4	Streckgrenze gut	—
73,0	60,0	43	39,1	62,7	64,2	—	—
77,3	65,3	45	11,8	78,2	88,9	schlecht	—
91,0	85,0	22	31,6	59,9	81,7		—
91,0	85,0	23	16,7	73,5	88,1		—
91,0	85,0	37	8,8	82,3	85,4	Unregelmäßiger Kurvenverlauf dicht	einf. Gleitung gestört
91,0	85,0	48	24,6	66,9	81,5	jenseits der Streckgrenze	gut
91,0	85,0	49	9,0	81,7	86,8		—
91,0	85,0	51	47,9	51,4	66,3		—
91,0	85,0	53	7,4	82,8	89,0	—	—
91,0	85,0	56	5,2	84,8	89,3	—	—
97,0	95,0	27	13,1	80,2	81,1	—	—
97,0	95,0	20	36,6	55,8	79,3	Unregelmäßiger Kurvenverlauf dicht	einfache Gleitung gestört
97,0	95,0	36	44,5	46,3	83,4	jenseits der Streckgrenze	
97,0	95,0	44	39,3	55,3	74,3		
97,0	95,0	54	30,5	65,2	73,0	—	—
100,0	100,0	13	23,2	71,7	76,3	Streckgrenze und Kurve schlecht	—
100,0	100,0	14	29,5	66,9	72,8	Streckgrenze gut, Kurve schlecht	—
100,0	100,0	15	10,2	80,2	87,1	—	—
100,0	100,0	17	37,1	53,0	87,2	Streckgrenze gestört	gut
100,0	100,0	34	43,3	49,4	77,3	Streckgrenze gut	einf. Gleitung gestört
100,0	100,0	35	16,8	75,6	81,5	Streckgrenze gut, Kurve zu hoch	gut, zu wenig Messungen
100,0	100,0	38	43,0	51,6	73,9	Streckgrenze gestört, Kurve gut[1]	einf. Gleitung gestört?
100,0	100,0	41	40,5	56,8	69,8	gut[1]	gut

der Goldseite ergaben 80 bis 100% aller Schmelzen Kristalle über 50 mm Länge. Auf der Silberseite dagegen, und zwar besonders von den Legierungen mit 73 und 91 Atom-% Ag, konnten in einer großen Zahl von Schmelzen nur wenige, dem äußeren Anschein nach gute Kristalle gewonnen werden. Bei der Untersuchung stellten sich dann jedoch bei dem größten Teil dieser Kristalle Unregelmäßigkeiten im Kraftverlauf heraus, deren Ursache nicht geklärt werden konnte. Die Ergebnisse der Versuche mit silberreichen Kristallen sind daher noch bis zu einem gewissen Grade unsicher.

Abb. 5 zeigt die Orientierung der nach den Ätzungen und Röntgenaufnahmen als brauchbar angesprochenen Kristalle (vgl. Tabelle 1). Es zeigen sich danach gewisse bevorzugte Wachstumsrichtungen bei einigen Legierungen.

[1] Unregelmäßiger Kurvenverlauf dicht oberhalb der Streckgrenze.

Weiterhin erwiesen sich nach Abb. 6 die meisten Kristalle als unbrauchbar, welche in der Nähe einer Grenzlinie des Orientierungsdreiecks lagen. Ihre Streckgrenze war im Gegensatz zu einwandfreien Kristallen nicht scharf ausgesprochen, und die Verfestigungskurven verliefen sehr hoch. Es ist dies jedenfalls wie in früheren Versuchen auf Störungen der einfachen Gleitbewegung zurückzuführen[1].

Streckgrenzen. Die Kristalle wurden dann Zugversuchen unterworfen[2]. Wegen ihrer außerordentlich großen Weichheit — schon unvorsichtige Bewegungen

[1] M. Masima und G. Sachs: a. a. O.; Frhr. v. Göler und G. Sachs: a. a. O.

[2] Bis 200 kg Last benutzten wir eine Zerreißmaschine von L. Schopper, Leipzig, welche uns in entgegenkommender Weise zur Verfügung gestellt wurde. Bei höheren Lasten erfolgte die Dehnung in einer Zerreißmaschine bis 10 bzw. 1 t Höchstlast von Mohr & Federhaff, Mannheim.

Digitized by Google

bewirkten Verbiegungen — wurden die Einspannköpfe mittels eines Rahmens genau axial geführt. Spiegelapparate zur Messung der Formänderungen anzubringen, erschien ebenfalls als gefährlich. Die Querschnitte

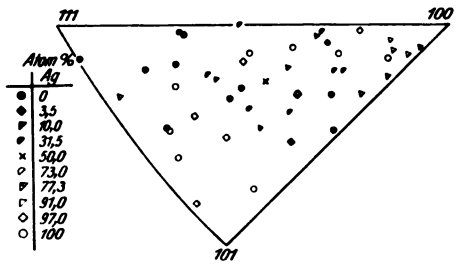


Abb. 5. Orientierungsübersicht der hergestellten Kristalle.

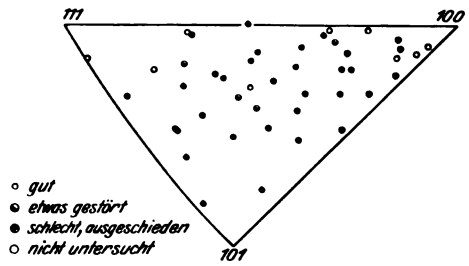


Abb. 6. Orientierung brauchbarer und unbrauchbarer Kristalle.

wurden daher äußerst vorsichtig mittels einer kleinen Mikrometerschraube in zwei Richtungen gemessen. Nach einiger Übung konnten die Ablesungen auf $^1/_{1000}$ bis $^2/_{1000}$ mm genau erhalten werden. Die Streckgrenze war dadurch in fast allen Fällen gut zu erfassen.

Die Kristalle wiesen mit einigen noch zu besprechenden Ausnahmen sehr scharfe Streckgrenzen auf. Veränderungen des Durchmessers konnten in der Regel erst unmittelbar an der Streckgrenze festgestellt werden; bis dahin waren die Formänderungen anscheinend ganz elastisch. Dies spricht ebenso für die Güte der Kristalle, wie die sehr niedrigen und gut übereinstimmenden Werte der Streckgrenzen für Gold und Silber und einige Legierungen in Tabelle 2.

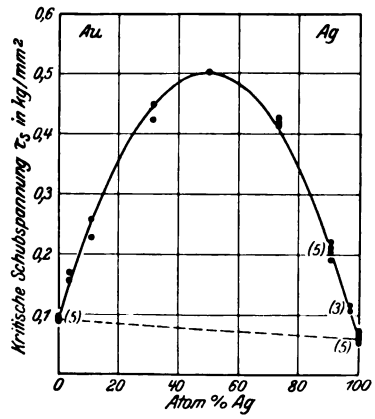


Abb. 7. Kritische Schubspannung von Gold—Silberkristallen.

Bei den beiden silberreichsten Legierungen, bei einigen Silberkristallen, sowie auch noch bei einigen der zur Ergänzung untersuchten Kupferkristalle waren jedoch die Streckgrenzen in eigentümlicher Weise schlecht. Die ersten deutlichen Formänderungen nahmen mit steigender Last zunächst nur langsam zu, und in den Dehnungskurven bildete sich danach ein mehr oder weniger hoher Buckel aus (vgl. Abb. 8). Die Werte für diesen Buckel lagen wesentlich höher als die erwarteten Streckgrenzwerte und streuten stark. Dagegen ergaben die Lasten, bei denen die ersten Formänderungen tatsächlich festgestellt wurden, den Erwartungen entsprechende Streckgrenzen. Diese Formänderungen wurden daher als reell angesehen und die Streckgrenzen dementsprechend angesetzt.

Tabelle 2. Fließgrenze von Gold—Silberkristallen.

Silbergehalt		Kristall	Zugspannung an der Fließgrenze σ_S	Umrechnungsfaktor $\cos\varrho\cos\varphi$	Kritische Schubspannung τ_S	Bemerkungen
At.-%	Gew.-%	Nr.	kg/mm²		kg/mm²	
0	0	1	0,193	0,498	0,096	
0	0	3	0,178	0,499	0,089	
0	0	5	0,205	0,423	0,087	
0	0	6	0,187	0,482	0,090	unsicher
0	0	40	0,236	0,404	0,095	
					0,091	Mittelwert
3,5	2	9	0,330	0,469	0,155	
3,5	2	10	(0,385)	0,500	(0,192)	gestört
3,5	2	33	0,338	0,500	0,169	
					0,162	Mittelwert
10	6	7	0,552	0,466	0,257	
10	6	8	(0,582)	0,487	(0,284)	gestört
10	6	26	0,485	0,466	0,226	
					0,242	Mittelwert
31	20	11	0,895	0,500	0,448	
31	20	30	0,928	0,456	0,423	
					0,436	Mittelwert
50	35,5	46	1,03	0,487	0,502	
73	60	18	0,905	0,471	0,426	
73	60	29	0,905	0,455	0,412	
73	60	42	0,850	0,493	0,419	
					0,419	Mittelwert
91	85	22	0,442	0,500	0,221	
91	85	23	0,387	0,492	0,190	
91	85	48	0,409	0,498	0,203	
91	85	49	0,441	0,459	0,203	
91	85	51	0,529	0,399	0,211	
					0,206	Mittelwert
97	95	20	0,240	0,485	0,116	
97	95	36	0,260	0,443	0,115	
97	95	44	0,229	0,461	0,106	
					0,112	Mittelwert
100	100	14	0,143	0,464	0,066	
100	100	17	(0,156)	0,472	(0,074)	gestört
100	100	34	0,145	0,451	0,065	
100	100	35	0,107	0,479	0,051	
100	100	41	0,132	0,438	0,058	
					0,060	Mittelwert

In Tabelle 2 sind die Streckgrenzen der Kristalle zusammengestellt und mit Hilfe der Umrechnungsfaktoren $\cos\varrho\ \cos\varphi$ (ϱ = Winkel Stabachse-Gleitrichtung, φ = Winkel Stabachse-Gleitflächennormale) in wirksame Schubspannungen τ_s umgerechnet, welche nach Schmid als die für den Gleitbeginn in Kristallen maßgebende Größe gelten[1]. Diese sind in

[1] E. Schmid: Proc. Int. Congr. Appl. Mech. Delft 1925, S. 342 bis 353.

Digitized by Google

Abb. 7 über der Konzentration in Atomprozenten aufgetragen.

Die stark durchgezogene Kurve in Abb. 7 ist eine Parabel von der Form

$$\tau_s = k \cdot \tau_{Ag} + (1 - k) \cdot \tau_{Au} + k \cdot (1 - k) \cdot 4\tau_0 ,$$

worin $\tau_{Ag} = 0{,}060$ kg/mm² die mittlere Schubspannung an der Streckgrenze des Silbers, $\tau_{Au} = 0{,}091$ kg/mm² der entsprechende Wert für Gold, k die Silberkonzentration in Atomprozenten und $\tau_0 = 0{,}427$ kg/mm² die Abweichung von der Mischungsregel bei der Legierung mit gleichen Anteilen Gold und Silber ist. Die Versuchspunkte passen sich dieser Kurve gut an, wenn auch mit einiger Streuung.

Die Streckgrenze einzelner Kristalle verläuft danach ähnlich wie der elektrische Widerstand von feinkristallinen Gold—Silberlegierungen[1]. Auch die relativen Unterschiede sind in beiden Fällen von gleicher Größenordnung, der Höchstwert ist rund fünfmal so groß wie die Grenzwerte. Bei den wenig scharf definierten mechanischen Eigenschaften von vielkristallinem Material (Ritzhärte) sind dagegen viel geringere Unterschiede beobachtet worden[2].

Verfestigungskurven. In Abb. 8 sind die Last-Querschnittskurven der Kristalle zusammengestellt. Die

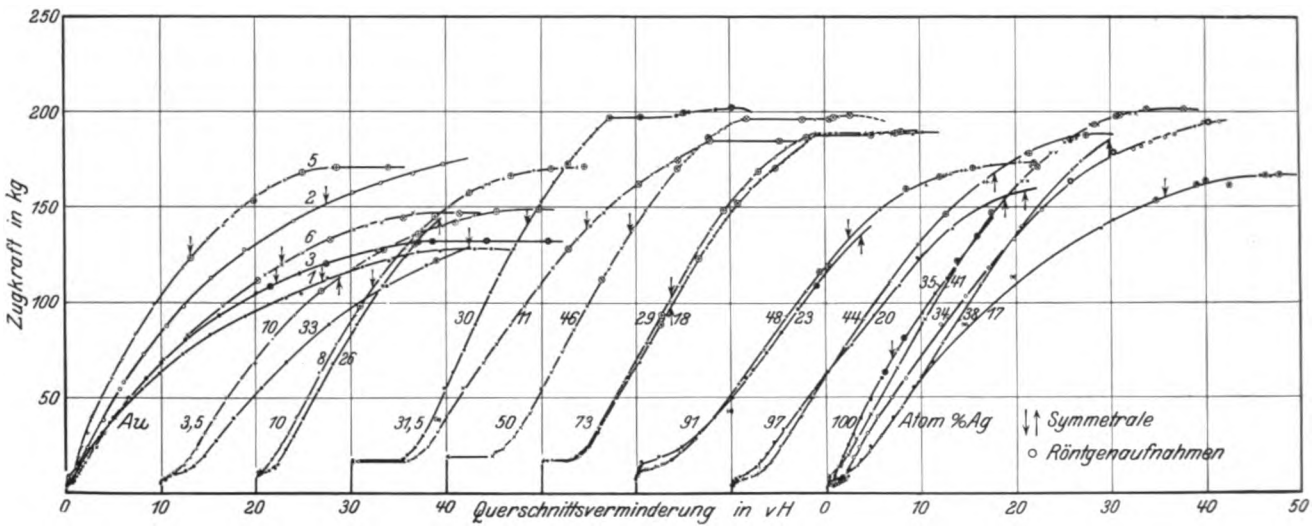


Abb. 8. Last-Querschnittskurven von Gold—Silberkristallen.

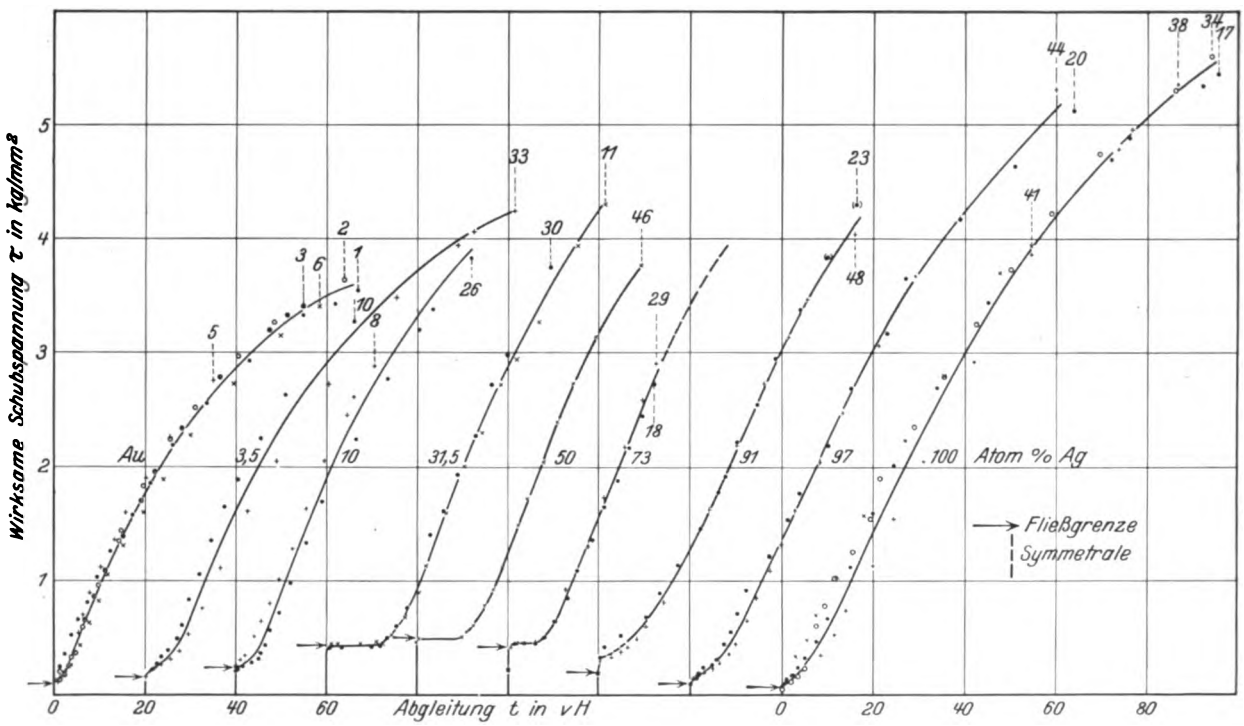


Abb. 9. Schubspannung-Ableitungskurven von Gold—Silberkristallen.

Kurven der reinen Metalle zeigen einen gleichmäßig gekrümmten Verlauf. Bei den mittleren Konzentrationen treten dagegen wie bei Kupfer—Zinkkristallen kurz vor

[1] Vgl. A. Schulze: Die elektrische und thermische Leitfähigkeit Bd. II, 2 der Metallographie von W. Guertler, S. 270 bis 274. Berlin 1925.

[2] N. S. Kurnakow und S. F. Zemczuzny: Z. anorg. Chem. Bd. 60, S. 1 bis 37. 1908.

Digitized by Google

dem Bruch Knicke auf, die als plötzlicher Übergang der Gleitbewegung von einem Gleitsystem auf das andere gedeutet wurden.

Entsprechend den früher entwickelten kristallmechanischen Überlegungen[1] sind die Zugkurven (Abb. 8) bis zur Symmetralen auf Schubspannung-Abgleitungskurven (Abb. 9) umgerechnet. Dieser Ersatz der Zugspannungen durch wirksame Schubspannungen und der Formänderungen durch (auf den Gleitflächenabstand 1 bezogene) Abgleitungen führt die infolge der Orientierungsunterschiede weit auseinanderlaufenden Zugkurven mit einer durchschnittlich recht guten Übereinstimmung in für die einzelnen Legierungen einheitliche Kurven über. Damit dürfte es an dem vorliegenden Beispiel erneut bestätigt sein, daß man mit diesen Umrechnungen den Grundgesetzen der plastischen Verformung nahekommt und in den Verfestigungskurven (Abb. 10) das mechanische Verhalten der einzelnen Legierungen kennzeichnende Elementarkurven gewinnt. Besonders deutlich wird dies an den Kurven des Goldes in Abb. 8 und 9. Nur bei den silberreichen Legierungen treten größere Abweichungen besonders zu Beginn der Dehnung auf.

Eigenartig ist zunächst auch hier die Ausbildung eines horizontalen Kurvenzweiges an der Streckgrenze, dessen Länge bei etwa 30 Atom-% Ag ein Maximum durchläuft. Von diesen Verhältnissen gewinnt man eine gewisse Vorstellung, wenn man wie in Abb. 11 die einer Spannung $\tau = 1{,}0$ kg/mm² zugehörigen Abgleitungen über der Konzentration aufträgt.

Die Kurve von Gold krümmt sich weiterhin bei stärkeren Abgleitungen ziemlich stark, während die des Silbers allmählich steiler wird und sich dann weniger krümmt. Bei den Legierungen mittlerer Konzentration verlaufen die Verfestigungskurven im ganzen noch etwas steiler als die des Silbers und über ein längeres Stück fast gerade. Trotz des anfänglichen Zurückbleibens der Spannung führen sie dabei zu höheren Gleitwiderständen. Dadurch erklärt sich die aus technischen Untersuchungen bekannte Tatsache, daß Festigkeit und Härte der Kristallhaufwerke, d. h. mittlere Gleitwiderstände bei verhältnismäßig großen und im Vergleich zum Zugversuch an Einzelkristallen verwickelten Verformungen, bei Legierungen mittlerer Zusammensetzung Höchstwerte durchlaufen.

Ähnlich liegen die Verhältnisse übrigens auch bei α-Messingkristallen. Hier wird zu Beginn die durch horizontalen Kurvenverlauf angezeigte Schwächung bei höherem Zinkgehalt sehr groß, und auch die Verfestigung ist zunächst geringer als die von Kupfer. Im weiteren Verlauf des Gleitens wird aber die Verfestigung um so stärker, je höher der Zinkgehalt ist.

Die im Zugversuch erreichten absoluten Höchstwerte der Schubspannungen sind bei den Legierungen nur wenig größer als bei den reinen Metallen. Das gleiche gilt für die größte Steigung der Verfestigungskurven. Beide Erscheinungen sind gegenüber den kennzeichnenden Unterschieden im Verlauf des Verfestigungsvorganges ohne wesentliche Bedeutung.

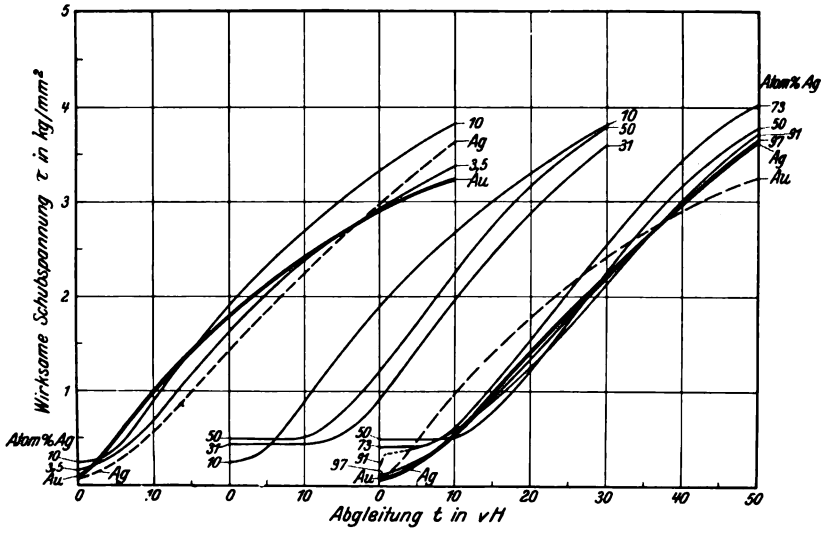


Abb. 10. Zusammenstellung der Verfestigungskurven von Gold—Silberkristallen.

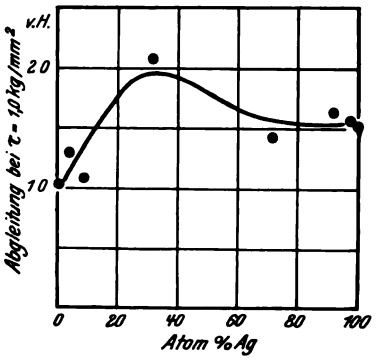


Abb. 11. Abgleitung bei gleicher Schubspannung $\tau = 1{,}0$ kg/mm².

Das Ausmaß der Verfestigung ist bei den reinen Metallen außerordentlich groß. Die Schubspannung steigt bis zum Beginn der Einschnürung auf etwa den hundertfachen Wert der Streckgrenze an. Bei den Legierungen ist die Verfestigung entsprechend der bis zu einer Größenordnung höher liegenden Streckgrenze geringer.

Orientierungsänderungen. An einer Anzahl von Kristallen wurde die Orientierung nach geeigneten Dehnungsstufen verfolgt. Die Genauigkeit beträgt rund 0,5°. Das Ergebnis in Abb. 12 zeigt, daß nicht nur die Legierungen, sondern auch Gold und Silber die Symmetrale in erheblichem Maße überschreiten. Der Weg bei einfacher Gleitung bleibt in der Regel ganz wie bei Messingkristallen um ein Geringes hinter der Berechnung zurück.

Die Unsymmetrie, die sich in der Überschreitung der Symmetralen (Abb. 12) kennzeichnet, entspricht

[1] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 103 bis 115. 1927; R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 139. 1927.

Digitized by Google

einem Verfestigungsunterschied zwischen der zuerst wirksamen Gleitfläche und der an der Symmetrale ihr geometrisch gleichwertigen Gleitfläche. Der größte beobachtete Verfestigungsunterschied steigt nach Abb. 13 die Verfestigungsunterschiede wirksamer und ruhender Gleitflächen erkennbar. Der Wert von Silber scheint etwas höher als der von Gold zu sein, das Maximum liegt näher zum Silber als zum Gold.

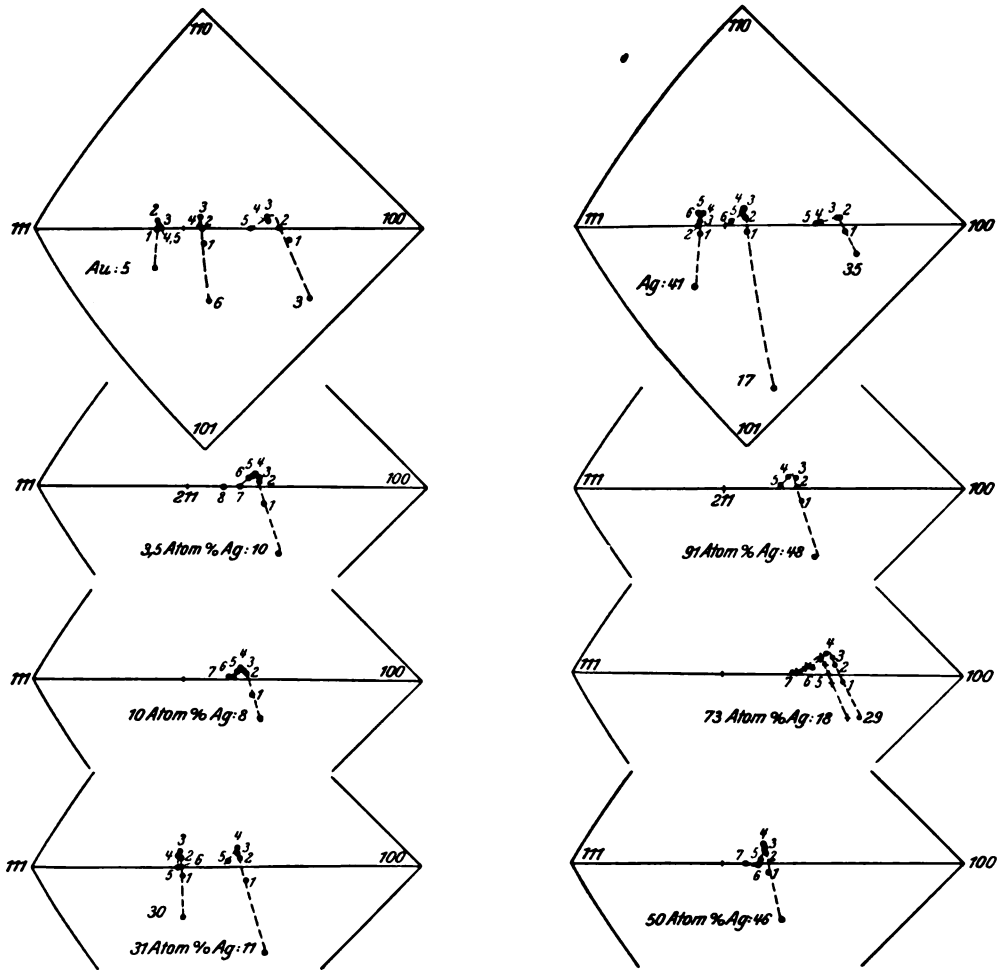


Abb. 12. Änderung der Stabachsenorientierung von Gold—Silberkristallen während des Zugversuches.

von 6 bis 8% bei den reinen Metallen bis zu etwa 12% bei den Legierungen mittlerer Konzentrationen. Die durch das Gleiten hervorgerufene Unsymmetrie wird danach bei Gold—Silberlegierungen höchstens etwa halb so groß wie bei Zink—Kupferlegierungen. Danach ist also nur ein geringer Einfluß der Legierungsbildung auf

Tabelle 3. Dehnungsstufen bei röntgenographischer Verfolgung der Orientierungsänderung (Abb. 12).

Silbergehalt At.-%	Kristall Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8
		Querschnittsverminderung in %							
0	3	21,4	27,4	37,0	38,5	50.8			
0	5	12,2	19,6	24,7	28,3	33,8			
0	6	20,0	27,7	35,4	41,3				
3,5	10	16,8	23,5	27,1	31,0	35,4	39,8	~44	~51,5
10	8	10,9	18,8	22,4	26,8	31,0	34,5	~37	
31	11	22,9	30,2	34,3	37,8	44,9			
31	30	18,6	22,8	27,1	30,3	34,8	39,9		
50	46	16,6	24,5	27,7	31,7	37,6	40,2	54,2	
73	18	12,6	16,6	20.5	24,6	34.7	—		
73	29	12,7	19,2	22,8	27,8	37.3	37,8	—	
91	48	19,3	28,4	31,8	35,1	41,9			
100	17	34,6	38,9	39,8	42,4	~46,2	47,5		
100	35	8,0	13,8	16,0	35,5	37,9			
100	41	17,3	22,2	25,7	28,2	30,4	30,7	33,6	37,6

Die Abb. 12 läßt jedoch noch erkennen, daß bei den reinen Metallen die Überschreitung der Symmetralen bei der weiteren Verformung nur allmählich abnimmt.

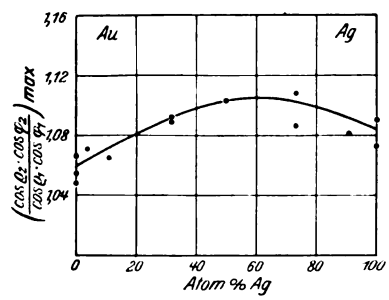


Abb. 13. Schwächung der ersten Gleitfläche gegenüber der zweiten.

Beide Gleitsysteme beteiligen sich danach annähernd zu gleichen Anteilen. Bei den Legierungen mittlerer Konzentration kehrt die Orientierungsänderung dagegen ihre Richtung ziemlich unvermittelt um, so daß die Symmetrale bald ein zweites Mal erreicht und vielleicht sogar überschritten wird. Dies entspricht einem plötzlichen Wechsel des Gleitsystems, worauf auch die Knicke in den Lastkurven (Abb. 8) hinweisen.

Digitized by Google

Einige Kristalle in der Nähe der Grenzlinie [101]—[111] wichen von dem bei einfacher Gleitung zu erwartenden Wege nach der Richtung [111] hin ab. Dies erklärt sich wohl aus dem Mitwirken des an sich nicht berechtigten Gleitsystems (111), [011][1]. Solche Kristalle wurden ebenfalls unberücksichtigt gelassen.

Einschnürung und Bruch. Die endgültige Einschnürung vollzieht sich bei den Gold—Silberkristallen in der Regel ähnlich wie bei Aluminium- und Kupfer-

Abb. 14. Einschnürungs- und Bruchformen von Gold—Silberkristallen (etwa 1,5mal vergrößert). Oben regelmäßige, unten abweichende Formen.

kristallen; die Bruchstücke zeigen dann die charakteristische Doppelschneide[2]. Bei mittleren Konzentrationen, silberreichen Legierungen und bei reinem Silber trat die Einschnürung ziemlich plötzlich auf. Während sie sich aber bei den mittleren Legierungen über die Stablänge hin zunächst noch ausglättete, erfolgte bei einigen Silber- und silberreichen Kristallen ein plötzlicher Einbruch. Unter knackenden und knarrenden Geräuschen bildeten sich zunächst örtlich kräftige, einseitige Gleitungen aus, wobei sich der elliptische Stab weiter stark abflachte. Im weiteren Verlauf des Bruchvorganges entstanden jedoch auch in diesen Fällen ähnliche Bruchformen wie sonst. Vollständig einseitige oder unregelmäßige Bruchformen, wie sie α-Messing zeigt[1], sind hier in keinem Falle beobachtet worden.

Abb. 14 zeigt einige Einschnürungs- und Bruchformen der regelmäßigen und der abweichenden Art.

Kupfer, Silber, Gold. Zur Vervollständigung des Bildes wurden noch gleichartige Versuche an zwei ebenfalls im Vakuum hergestellten Kupferkristallen angeschlossen. Abb. 15 und 16 zeigen das Ergebnis.

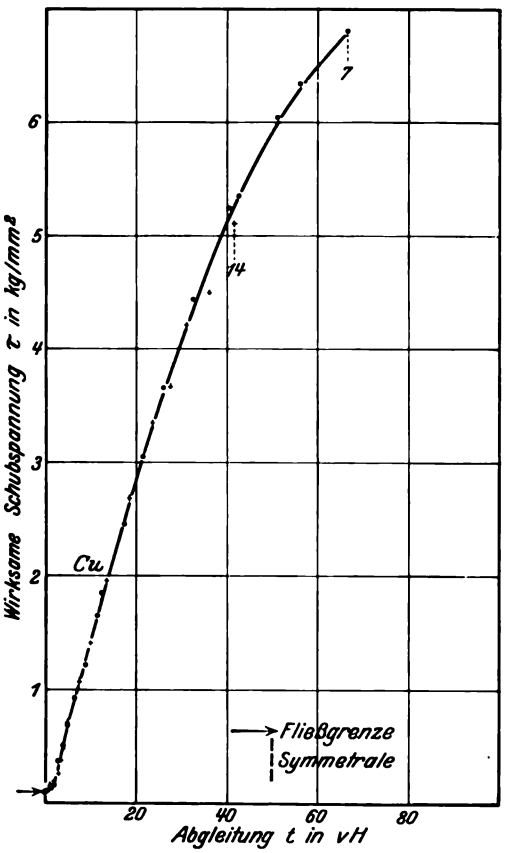


Abb. 15. Schubspannung-Abgleitungskurve von Kupferkristallen.

Gegenüber den früheren Versuchen[2] mit an der Luft erschmolzenen, etwa doppelt so dicken Kristallen finden sich folgende Abweichungen:

Die Streckgrenze liegt mit 0,10 kg/mm² nur etwa $^1/_4$ so hoch, die Verfestigungskurve in Abb. 15 verläuft, wie auch schon damals für günstiger orientierte Kristalle vermutet wurde, im ganzen etwas tiefer und weniger stark gekrümmt. Diese Unterschiede erklären sich zwanglos aus der besseren Beschaffenheit der im Vakuum erschmolzenen Kristalle. Ferner ist hier eine erhebliche Überschreitung der Symmetralen, entsprechend einem maximalen Verfestigungsunterschied der beiden Gleitflächen um rund 9% nachgewiesen worden, während damals praktisch keine Störung der Gittersymmetrie festgestellt werden konnte. Die letztere Tatsache kann aber durch die bei den dickeren, an der Luft erschmolzenen

[1] J. Weerts: Forsch.-Arb. Ing. Heft 323. 1929; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 55, S. 581 bis 620. 1929.

[2] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 139. 1927.

[1] M. Masima und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 50, S. 161 bis 186. 1928.

[2] Frhr. v. Göler und G. Sach: a. a. O.

Digitized by Google

Kristallen festgestellten Fehler im Gitterbau hervorgerufen sein. Diese machten immerhin bis zu einigen Graden Orientierungsschwankungen aus, und es wäre

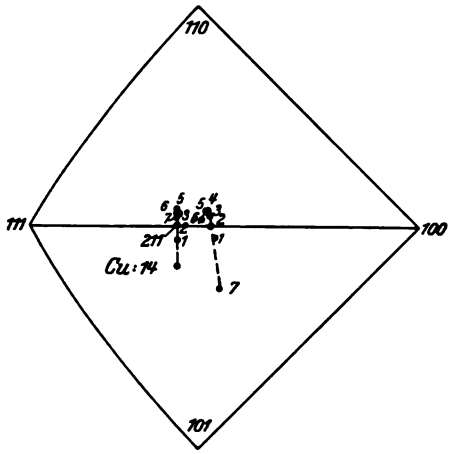


Abb. 16. Änderung der Stabachsenorientierung von Kupferkristallen während des Zugversuches.

Kristall	1	2	3	4	5	6	7	$\left(\frac{\cos\varrho_2 \cos\varphi_2}{\cos\varrho_1 \cos\varphi_1}\right)_{max}$
	Querschnittsverminderung in %							
Cu 7	17,5	22,8	26,3	28,5	31,1	37,0	—	1,096
Cu 14	10,6	18,2	22,7	24,9	27,1	28,2	35,8	1,094

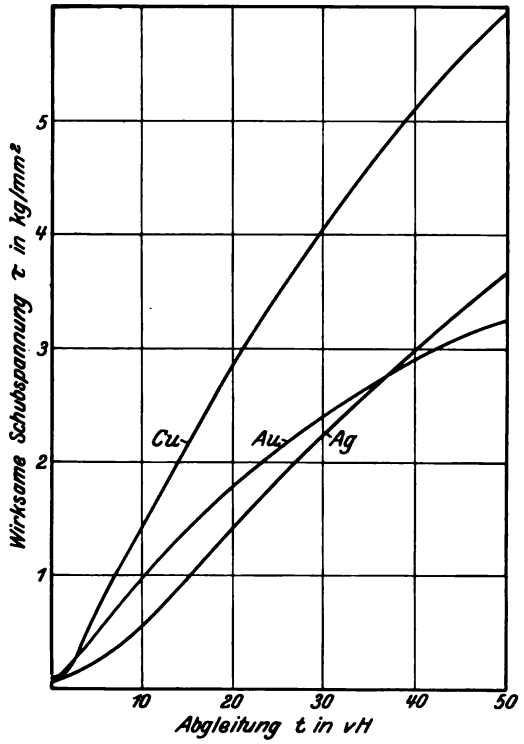


Abb. 17. Verfestigungskurven von Gold-, Silber- und Kupferkristallen.

denkbar, daß dadurch die nunmehr nachgewiesene Überschreitung der Symmetralen um rund 2° verhindert worden ist. Auch bei völlig einwandfreien Messingkristallen wären dann noch größere Werte als damals gefunden, zu erwarten.

Die Verfestigungskurve von Kupfer verläuft nach Abb. 17 — abgesehen von dem Beginn — fast doppelt so hoch wie die von Silber und Gold. Die Krümmung der Kurven ist bei Gold von kleinen Abgleitungen an einsinnig zur Abszissenachse offen und ziemlich gleichmäßig; Kupfer zeigt eine etwas gestrecktere Kurve, und die Silberkurve krümmt sich über ein größeres Stück zur Ordinatenachse offen. In groben Zügen gehen diese Unterschiede im Kurvenverlauf auch schon aus früheren Versuchen von Elam hervor[1].

Zusammenfassung. Die Bildung von Mischkristallen aus Silber und Gold ist mit ähnlichen, jedoch geringeren Eigenschaftsänderungen verbunden wie die von Zink mit Kupfer. Die Streckgrenze hat ein Maximum bei der Legierung mit gleichen Atomanteilen an Gold und Silber. Das der Streckgrenze folgende Gebiet verfestigungslosen Abgleitens ist am stärksten ausgesprochen bei goldreichen Legierungen. Bei größeren Verformungen nimmt der Gleitwiderstand der Legierungskristalle mittlerer Konzentration stärker zu als der der reinen Metalle. Der Verfestigungsunterschied zwischen der zuerst und der zuzweit wirksamen Gleitfläche hat einen — wenn auch nur schwach ausgeprägten — Höchstwert bei silberreichen Legierungen.

Silberkristalle zeigen, abgesehen von der sehr niedrigen Streckgrenze, einen ähnlichen Kurvenverlauf wie Legierungen von Gold mit geringem Silbergehalt. Kupferkristalle verfestigen sich fast doppelt so stark wie Gold- und Silberkristalle. Ihr Kurvenverlauf liegt dem Charakter nach zwischen Gold und Silber, und zwar näher zu Gold.

Im ganzen ergeben sich nach den bisherigen Versuchen an zwei Legierungsreihen (auf der Basis Kupfer, Gold und Silber) als klar hervortretende Eigenschaftsänderungen bei Aufnahme eines Zusatzes (zu einem reinen Stoff) in fester Lösung:

1. Erhöhung der Streckgrenze,
2. schärfere Ausprägung der Streckgrenze,
3. Erhaltung der Verfestigung bis zu höheren Abgleitungen,
4. verstärkte Unsymmetrie des Gleitvorganges.

Bei geringem Zusatz nehmen die Veränderungen etwa entsprechend dessen Menge zu. Da nach der in jeder Beziehung großen Ähnlichkeit von Gold und Silber in dieser Reihe eine gegenüber anderen Fällen geringe gegenseitige Beeinflussung anzunehmen ist, können diese Eigenschaftsänderungen offenbar als Grunderscheinungen der sogenannten Legierungshärtung angesehen werden.

Herr W. Riem hat uns bei der Durchführung der Versuche weitgehend unterstützt. Herr P. Möller war mit den röntgentechnischen Arbeiten betraut. Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft verdanken wir die Mittel zu unserer Untersuchung.

[1] C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 112, S. 289 bis 296. 1926.

Digitized by Google

Röntgenuntersuchungen an der Legierung AuCu.

Von **K. Ohshima** und **G. Sachs**[1].

Kupfer und Gold bilden bei hohen Temperaturen eine lückenlose Mischkristallreihe mit regulär-flächenzentriertem Gitter. Unterhalb 400° zerfallen die Mischkristalle innerhalb eines weiten Konzentrationsbereiches unter Bildung von zwei Kristallarten, welche als Verbindungen AuCu und $AuCu_3$ angesprochen werden können[2]. Beide Kristallarten weisen eine geordnete Atomverteilung auf, AuCu nimmt ein tetragonal-flächenzentriertes Gitter an, $AuCu_3$ behält das kubisch-flächenzentrierte[3].

Durch Abschrecken kann der Zerfall der Mischkristalle unterdrückt und durch Anlassen ausgelöst werden. Geschieht die Umwandlung auf diesem Umwege, so ist sie bei AuCu in den ersten Stadien mit starken Vergütungseffekten verbunden, über die an anderer Stelle berichtet wird[4]. Über $AuCu_3$ liegen noch keine eingehenderen Versuche vor; eine Vergütung scheint hier jedoch mit der Umwandlung nicht verbunden zu sein.

Um über das Wesen dieser eigentümlichen Umwandlungen einigen Aufschluß zu erhalten, wurden zunächst an der Legierung AuCu Röntgenuntersuchungen verschiedener Art durchgeführt[5]. Diese Kristallart bietet auch ein besonderes Interesse dadurch, daß ihre Umwandlung in manchen Zügen der α-γ-Umwandlung des Eisens ähnlich ist.

1. Die Gitterkonstante der kubischen Phase wurde aus sieben Debyeaufnahmen von 600° abgeschreckter und angelassener Drähte der Legierung im Mittel zu $a = 3{,}86$ Å ermittelt. Ferner wurden Stäbe von 5 mm Durchmesser im Vakuum abgeschreckt und nach dem kürzlich angegebenen Präzisionsverfahren[6] ihre Gitterkonstanten bestimmt (vgl. Abb. 17). Der aus drei Aufnahmen übereinstimmend festgestellte Wert von $a = 3{,}866$ Å deckt sich mit der Angabe von van Arkel[7].

Die tetragonale Phase ergab nach vier Debyeaufnahmen an Drähten der Legierung, die abgeschreckt und auf 300 bis 350° angelassen wurden, die Gitterkonstanten $a = 3{,}95$ Å, $c = 3{,}68$, $a/c = 1{,}072 \pm 0{,}001$. Der Wert a/c wurde unabhängig davon aus Drehaufnahmen einzelner Kristalle (vgl. Abb. 1 u. ff.), die langsam erkaltet waren, zu $1{,}073 \pm 0{,}002$ festgestellt. Die von Gorsky[1] untersuchte Veränderlichkeit des Achsenverhältnisses mit der Temperatur wurde, wie weiter unten noch ausgeführt wird, ebenfalls beobachtet.

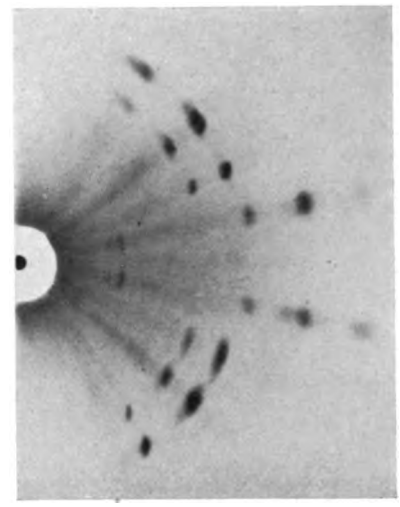


Abb. 1. Drehaufnahme des Kristallstabes I, unbehandelt.

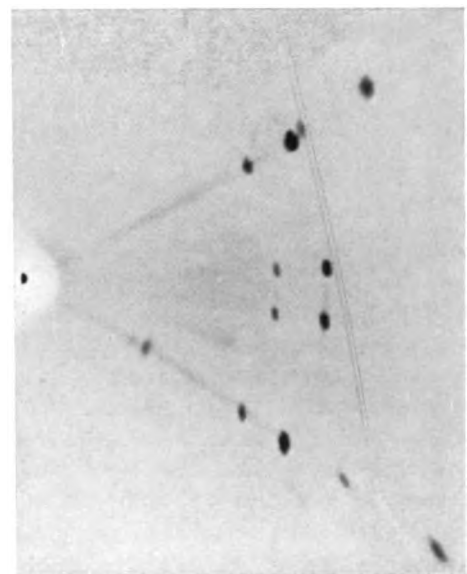


Abb. 2. Kristallstab II, unbehandelt.

2. Der Umwandlungsvorgang bei langsamen Temperaturveränderungen wurde an Proben verfolgt, welche in einem Vakuumofen auf dem Wege hergestellt wurden, der bei anderen Legierungen zu einzelnen Kristallen führte[2]. Im vorliegenden Falle waren die entstandenen Stäbe von 5 mm Durchmesser jedoch mehr oder weniger

---

[1] Original: Z. Phys. Bd. 63, S. 210 bis 223. 1930.

[2] N. Kurnakow, S. Zemczuzny und M. Zasedatelev: J. Inst. Metals Bd. 15, S. 305 bis 332. 1916, I; W. Weber: Diss. Stuttgart 1927.

[3] C. H. Johansson und J. O. Linde: Ann. Physik (4) Bd. 78, S. 439 bis 460. 1925; Bd. 82, S. 449 bis 478. 1927; W. Gorsky: Z. Phys. Bd. 50, S. 64 bis 81. 1928; M. Le Blanc, K. Richter und E. Schiebold: Ann. Physik (4) Bd. 86, S. 929 bis 1005. 1928.

[4] Vgl. L. Nowack: Z. Metallkunde Bd. 22, S. 100. 1930.

[5] Die Zusammensetzung der untersuchten Legierung war 75,2 Gew.-% Au, 24,8 Gew.-% Cu bzw. 49,3 Atom-% Au, 50,7 Atom-% Cu. Herrn Dr. Nowack von der Deutschen Gold- und Silberscheideanstalt sind wir für die Überlassung zu Dank verpflichtet.

[6] G. Sachs und J. Weerts: Z. Phys. Bd. 60, S. 481 bis 490. 1930. Die Aufnahmebedingungen waren die gleichen wie dort (Cu-Strahlung).

[7] A. E. van Arkel und J. Basart: Z. Krist. Bd. 68, S. 475 bis 476. 1928.

[1] W. Gorsky: Z. Phys. Bd. 50, S. 64 bis 81. 1928.

[2] G. Sachs und J. Weerts: Z. Phys. Bd. 62, S. 473 bis 493. 1930. Die Drehaufnahmen wurden an einer Müllerröhre mit Kreuzfokus-Eisenantikathode, die an eine Seifert-Isospektroanalytanlage angeschlossen war, durchgeführt. Die Aufnahmebedingungen waren: 40 kV, 20 mA, 2 Stunden, 30 bis 35 mm Abstand.

Digitized by Google

stark verbogen und hatten das als Schmelzgefäß dienende Kohlerohr gesprengt. Trotzdem ergaben Drehaufnahmen von einzelnen Teilen solcher Proben vielfach entsprechend Abb. 1 ganz die Bilder einzelner Kristalle der tetragonalen Modifikation. Auf allen Aufnahmen solcher Kristallstäbe finden sich Interferenzen auf folgenden Kreisen vor (Reihenfolge von innen nach außen): 001 β, 001 α, 111 β, 111 α, 020 β, 002 β, 020 α, 002 α*.

Andere Aufnahmen von Kristallstäben zeigten ein Aussehen wie Abb. 2. Aus der nahezu symmetrischen Verteilung der 111-Flecke und der unsymmetrischen der 001-, 200- und 002-Flecke geht hervor, daß der Querschnitt aus zwei tetragonalen Kristallen besteht. Ihre Achsen liegen nahezu parallel; jedoch fällt die c-Achse des einen Kristalls in die Richtung einer a-Achse des anderen. Dabei wurde ausnahmslos beobachtet, daß die Längsrichtung der Probestäbe in die Nähe einer

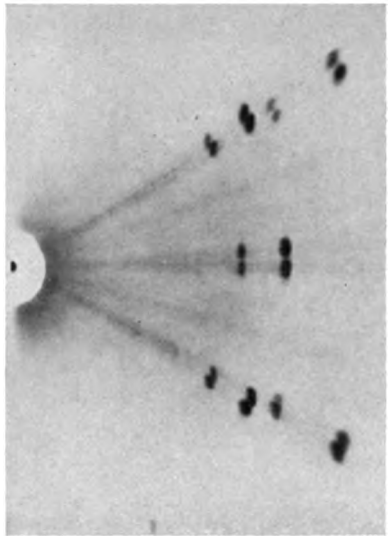


Abb. 3. Kristall II langsam auf 600° gebracht und abgeschreckt.

a-Achse (100) beider Kristalle sowie nahezu in die (011)-Zone zu liegen kam. Manche Kristallstäbe schließlich enthielten im Querschnitt sogar mehr als zwei fast parallel orientierte Kristalle (vgl. Abb. 5).

Wird nun eine aus einem oder mehreren derart parallel verwachsenen Kristall bestehende Probe langsam bis über den (zwischen 380 und 420° liegenden) Umwandlungspunkt oder das Umwandlungsgebiet gebracht und abgeschreckt, so ist sie nunmehr nach Abb. 3 in einem einzigen kubischen Kristall übergegangen. Die Achsenrichtungen dieses Kristalls weichen, wie ein Vergleich der Abb. 2 und 3 ohne weiteres erkennen läßt, von den Achsen der zuvor vorhandenen tetragonalen Kristalle nur um wenige Grade ab. Die Aufnahme des kubischen Kristalls unterscheidet sich von der des tetragonalen durch das Fehlen der auf die geordnete Atomverteilung zurückzuführenden 001-Reflexe und der durch die Tetragonalität bewirkten Aufspaltung 200 bis 002.

Wird andererseits nach Überschreiten des Umwandlungspunktes ganz langsam abgekühlt, so ist der Probestab in der Regel wieder, wie Abb. 4 zeigt, ein einzelner tetragonaler Kristall geworden. Auch seine Orientierung (vgl. Abb. 2, 3 und 4) ist nahezu die gleiche wie zuvor.

Der ganz langsam umgewandelte Kristall unterscheidet sich jedoch nach Abb. 4 von einem ursprünglichen Kristallstab (Abb. 1 und 2) darin, daß seine Röntgenaufnahme scharfe 110-Interferenzen zwischen den 001- und den 111-Interferenzen aufweist, deren Intensität einer geordneten Atomverteilung entspricht. Dagegen sind 110-Flecke bei den ursprünglichen Kristallstäben höchstens andeutungsweise vorhanden. Auch sind bei diesen die 001-Reflexe verhältnismäßig schwach, jedoch sehr viel kräftiger als die 110-Flecke. Die dem tetragonalen Mischkristallgitter zugehörigen Interferenzen (111, 200, 002) erscheinen dagegen in beiden Fällen wenig verschieden, vielleicht abgesehen von einer größeren Unschärfe in den ursprünglichen Kristallstäben.

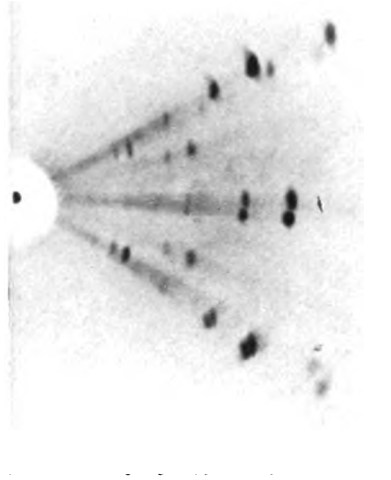


Abb. 4. Kristall II langsam auf 500° gebracht und abgekühlt.

Dieses teilweise Fehlen der auf geordneter Verteilung der Cu- und Au-Atome beruhenden Interferenzen kann nun entweder eine Eigenschaft des tetragonalen Gitters bei hohen Temperaturen oder eine von der vielleicht zu schnell erfolgten Umwandlung zurückgebliebene Unvollkommenheit des Gitters sein. Um hierüber zu entschieden, wurde ein weiterer Kristallstab bei verschiedenen Temperaturen geglüht und danach abgeschreckt. Abb. 5 zeigt zunächst eine Drehaufnahme des ursprünglichen Kristallstabes, wo wieder die 110-Interferenzen ganz fehlen und die 001-Flecken ziemlich schwach erscheinen. Glühen bei 350° (4 Stunden) bewirkt nach Abb. 6 das Erscheinen der 110-Interferenzen in nahezu gleicher Intensität wie der 001-Flecken. Außerdem macht sich eine allgemeine Verbesserung der übrigen Interferenzen bemerkbar, die zuvor ziemlich verwaschen erschienen. Von 300° (4 Stunden) abgeschreckt, ebenso wie von 370° (2 Stunden), bleibt das Bild genau das gleiche wie in Abb. 6. Erst nach dem Abschrecken von 378° (1 Stunde) ist nach Abb. 7 eine gewisse Veränderung eingetreten, und zwar anscheinend dahingehend, daß ein Bruchteil des Kristalls kubisch geworden ist. Und zwar treten sowohl Flecke eines gleichorientierten kubischen Kristalls als auch kontinuier-

* Einige ganz schwache Flecke rühren von der Unsauberkeit der verwendeten Fe-Strahlung her.

Digitized by Google

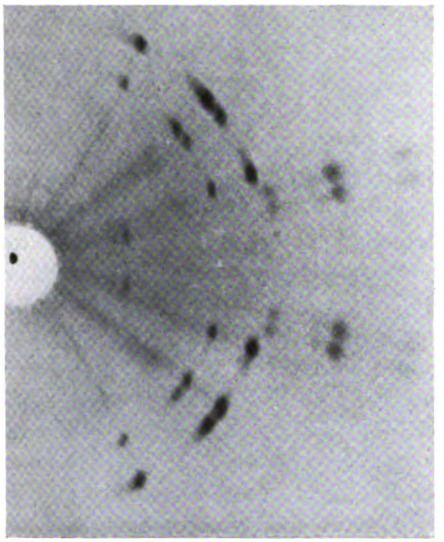


Abb. 5. Kristallstab III, unbehandelt.

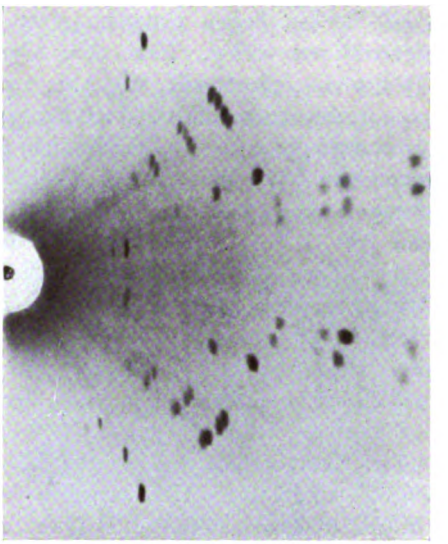


Abb. 6. Kristall III, 350°, 4 St. geglüht und abgeschreckt.

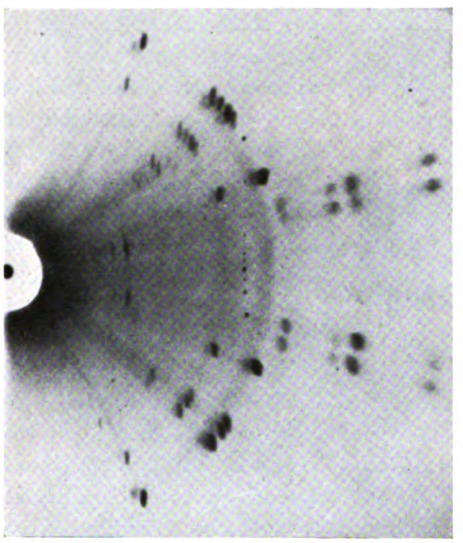


Abb. 7. Kristall III, 378°, 1 St. geglüht und abgeschreckt.

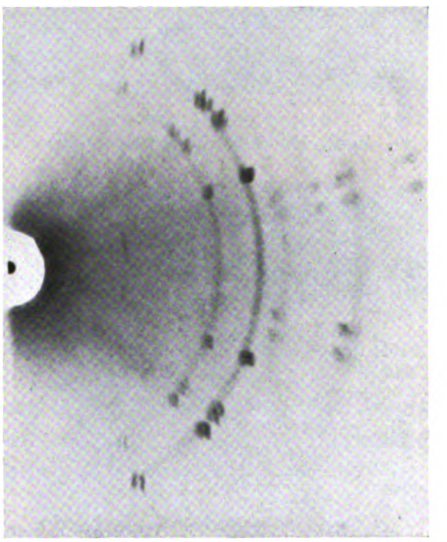


Abb. 8. Kristall III, 390°, 1 St. geglüht und abgeschreckt.

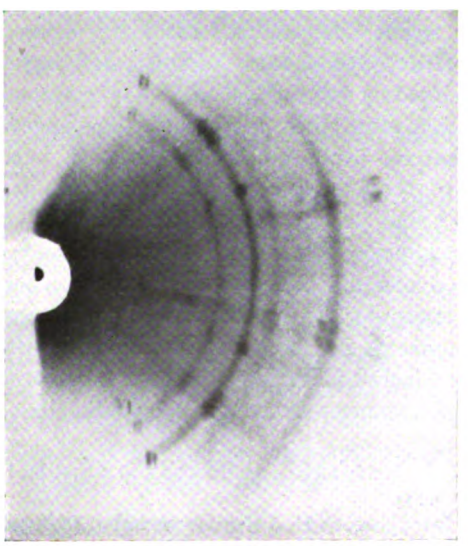


Abb. 9. Kristall III, 400°, 1 St. geglüht und abgeschreckt.

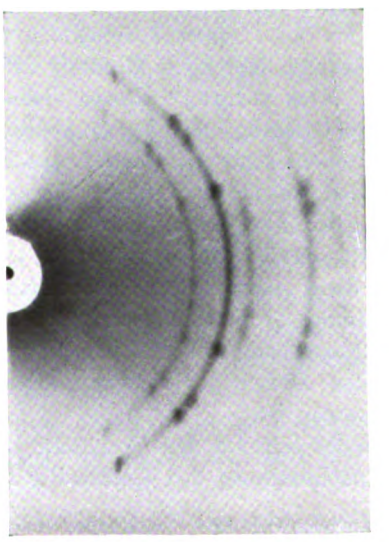


Abb. 10. Kristall III, 410°, 1 St. geglüht und abgeschreckt.

Digitized by Google

lich geschwärzte Ringe der kubischen Phase auf. Die 001- und 110-Flecken haben trotzdem noch fast die gleiche Intensität wie vorher. Nach dem Abschrecken von 390° (1 Stunde) jedoch sind, wie Abb. 8 zeigt, die 110-Flecken verschwunden, die 001-Interferenzen stark geschwächt, obwohl die kubische Phase nur in geringem Maße zugenommen hat. Bei weiterer Steigerung der Abschrecktemperatur auf 400° (1 Stunde) sind dann entsprechend Abb. 9 die Überstrukturlinien fast vollständig verschwunden, obwohl der tetragonale Kristall noch schätzungsweise zur Hälfte erhalten ist. Bei noch höherer Abschrecktemperatur schließlich ist alles kubisch, wobei jedoch nach Abb. 10 durch die aufgezwungenen schnellen Temperaturänderungen der Kristall zu einem erheblichen Teil zerfallen ist.

Die ganzen Veränderungen der Intensitätsverhältnisse in den 001- und 110-Interferenzen sind dabei, wie den Abb. 5 bis 10 entnommen werden kann, nur mit geringen Änderungen des Achsenverhältnisses verbunden. Bei der geringen Genauigkeit, die sich aus diesen Aufnahmen ergibt, scheint a/c zwar mit steigender Abschrecktemperatur (von 300 bis 390°) in Bestätigung der Versuche von Gorsky[1] etwas abzunehmen, hält sich jedoch in den Grenzen 1,075 bis 1,065.

Abb. 11. Präzisionsaufnahme eines feinkristallinen AuCu-Stabes, im Ofen erkaltet.

Abb. 12. Präzisionsaufnahme eines feinkristallinen AuCu-Stabes, bei 350°, 24 St. geglüht.

Wenn auch die vorliegenden, lediglich qualitativen Versuche keine genaueren Schlüsse über den Zusammenhang von Atomordnung und Kristallstruktur zulassen, so gestatten sie doch zwei wichtige Feststellungen.

Der beobachtete Intensitätsabfall von 001 zu 110 ist keineswegs, wie man zuerst anzunehmen geneigt sein wird, auf eine unvollkommene Ordnung der Atome zurückführbar. Nach v. Laue[2] müssen vielmehr bei unvollkommener Ordnung alle Überstrukturlinien in gleichem Maße geschwächt sein. Der beobachtete Effekt entspricht vielmehr einem solchen, wie er bei hohen Temperaturen eintritt, der also auf Abweichungen der Atomlagen von ihren Mittellagen beruht. Und zwar beziehen sich diese Abweichungen anscheinend in erster Linie auf Atome, die von der geordneten zur ungeordneten Lage übergehen, da ein gleichartiger Intensitätsabfall bei den Linien des flächenzentrierten Gitters nicht festzustellen ist.

Ferner ergibt sich aus den Versuchen, daß die Störungen der Atomordnung den Umbau des kubischen in das tetragonale Gitter nicht merklich beeinflussen. Diese beiden Merkmale der Umwandlung sind also bis zu einem gewissen Grade unabhängig voneinander bzw. mit verschiedenen Reaktionsgeschwindigkeiten behaftet. Bemerkt sei hier noch, daß nach einer solchen Behandlung, wie sie hier zu einer teilweisen Umwandlung geführt hat (Abschrecken von 410°) bei feinkristallinem Material eine deutliche Härtung festgestellt wurde.

Die Ordnung im tetragonalen Gitter ist nach Präzisionsaufnahmen (Abb. 11 und 12) auch noch in anderer Beziehung keine ganz ideale. Besonders die Aufnahmen im Ofen langsam erkalteter Proben weisen eine starke Verwischung der in Abb. 11 wiedergegebenen Interferenzen größter Ablenkung auf. Durch 24stündiges Glühen bei 350° wird der Zustand der Linien zwar nach Abb. 12 wesentlich verbessert, aber doch nicht so weit, daß die Aufspaltung des Ka-Dubletts mit Sicherheit erkennbar ist. Auf eine geringe Korngröße kann nach den vorliegenden Versuchen diese Verwischung nicht zurückgeführt werden. Selbst bei der verhältnismäßig schnellen Abkühlung der Kristallstäbe zerfallen sie in der Regel bei der Umwandlung nicht, sondern werden nur umgebaut. Wir müssen vielmehr annehmen, daß mit diesem Umbau des Kristallgitters Verzerrungen der Elementarzellen verbunden sind, welche erst nach dem vollständigen Ablauf der Umwandlung verschwinden. Bei niedrigen Temperaturen stellt sich dieser Zustand jedoch nur sehr langsam ein. Auch die Drehaufnahmen der Kristallstäbe lassen nach Abb. 5 und 6 ein Schärferwerden der Flecken durch Anlassen erkennen. Schliffbilder der tetragonalen Phase zeigen selbst nach längerem Anlassen stets ein martensitähnliches Zerfallsgefüge[1]. Jeder tetragonale Kristall ist danach also in mehrere verzwillingte kubische Kristalle übergegangen.

Über den Mechanismus der Umwandlung ist nach den vorliegenden Versuchen zunächst nur klar, daß die eine Kristallart in die andere einfach durch Änderung der Atomabstände übergehen kann.

Eine solche Umwandlung kann nun entweder, wie es Borelius, Johansson und Linde[2] angenommen haben, einphasig vor sich gehen, d. h. die Atomabstände ändern sich allmählich entsprechend der Änderung der Eigenschaften, wobei das Zeitgesetz noch verschieden sein kann. Nach unseren Versuchen wie auch denen von Gorsky[3] sind jedoch während der Umwandlung stets eine tetragonale Phase mit einem Achsenverhältnis $c/a > 1{,}06$ und die kubische Phase nebeneinander und ohne Zwischenformen vorhanden. Der Übergang von der tetragonalen zur kubischen Modifikation erfolgt also unter gewöhnlichen Verhältnissen sprunghaft und geht über das Zusammensein von zwei wohldefinierten Phasen.

[1] Gorsky: a. a. O.

[2] M. v. Laue: Ann. Physik (4) Bd. 56, S. 497 bis 506. 1918; Bd. 78, S. 167 bis 176. 1925.

[1] Vgl. N. Kurnakow, S. Zemczuzny und M. Zasedatelev: a. a. O.

[2] G. Borelius, C. H. Johansson und J. O. Linde: Ann. Physik (4) Bd. 86, S. 291 bis 318. 1928.

[3] Gorsky: a. a. O.

Digitized by Google

Für den Mechanismus einer solchen Umwandlung erscheint es dann nebensächlich, ob die Kristallgröße und Kristallage dabei erhalten bleiben oder nicht. Für die Kinetik des Überganges sind jedenfalls drei grundsätzliche Fälle denkbar:

1. Er erfolgt spontan an allen Stellen gleichzeitig.
2. Er erfolgt nach einem statistischen Gesetz ähnlich dem radioaktiven Zerfall.

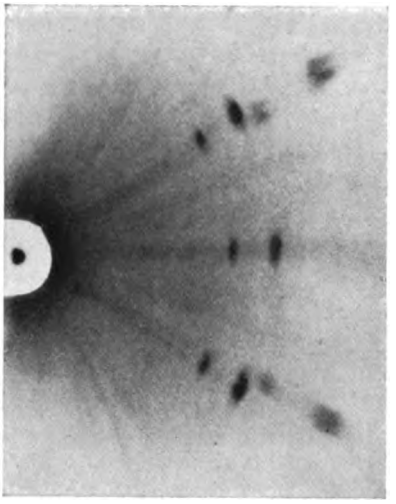


Abb. 13. Drehaufnahme von Kristall II von 600° abgeschreckt und 200°, 7½ St. angelassen.

Abb. 15. Kristall II von 600° abgeschreckt und (200°, 7½ St.) 250°, 100 Min. angelassen.

3. Er erfolgt durch Keimbildung und anschließendes Wachstum der Keime.

Durch die Versuche von Gorsky[1] ist nachgewiesen, daß die umgewandelte Materialmenge bei einer bestimmten Temperatur sowohl in der einen wie in der anderen Richtung zunächst mit einer annähernd konstanten Geschwindigkeit, dann allmählich langsamer bis auf 100% anwächst. Damit schaltet die spontane Umwandlung aus; und auch die Keimbildung erfordert eine andere Kinetik, nämlich einen langsamen Beginn, gefolgt von einer schnellen Steigerung der Umwandlungsgeschwindigkeit[2]. Dagegen ist der Reaktionsablauf von Zerfallsvorgängen nach einem logarithmischen Gesetz mit den Versuchsergebnissen von Gorsky durchaus verträglich.

Die Einstellung der gesetzmäßigen Atomanordnung kann andererseits nur als Diffusionsvorgang angesehen werden. Die Diffusionsgeschwindigkeit unterhalb des Umwandlungspunktes ist bei AuCu offenbar geringer als die Umwandlungsgeschwindigkeit. In der umgekehrten Richtung ist dagegen die Diffusionsgeschwindigkeit anscheinend größer.

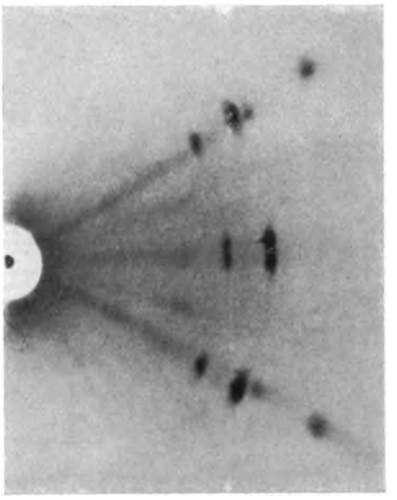


Abb. 14. Kristall II von 600° abgeschreckt und (200°, 7½ St.) 250°, 40 Min. angelassen.

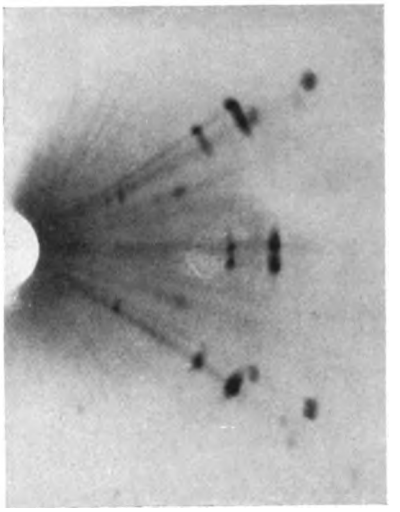


Abb. 16. Kristall II von 600° abgeschreckt und (200°, 7½ St.) 250°, 220 Min. angelassen

Ein solcher Vorgang zeigt Ähnlichkeit mit der γ—α-Umwandlung kohlenstoffhaltigen Eisens. Das Überwiegen der Umwandlungsgeschwindigkeit γ—α über die Diffusionsgeschwindigkeit des aus dem Gitter heraustretenden Kohlenstoffs führt dort sogar zur Existenz einer instabilen Phase mit einem Übergangsgitter zu den beiden stabilen Zuständen[1].

3. Wird die Umwandlung in die tetragonale Phase durch Abschrecken unterdrückt und dann erst durch

[1] Gorsky: a. a. O.

[2] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 60, S. 464 bis 480. 1930.

[1] Vgl. G. Kurdjumow und E. Kaminsky: Z. Phys. Bd. 53, S. 696 bis 707. 1929; G. Kurdjumov: ebenda Bd. 55, S. 187 bis 198. 1929.

Digitized by Google

Anlassen bei niedrigen Temperaturen ausgelöst, so geht ein kubischer Kristall (Abb. 3) entsprchend Abb. 13 bis 16 wieder allmählich in einen gleichorientierten tetragonalen Kristall über. Zunächst erkennt man in Abb. 13

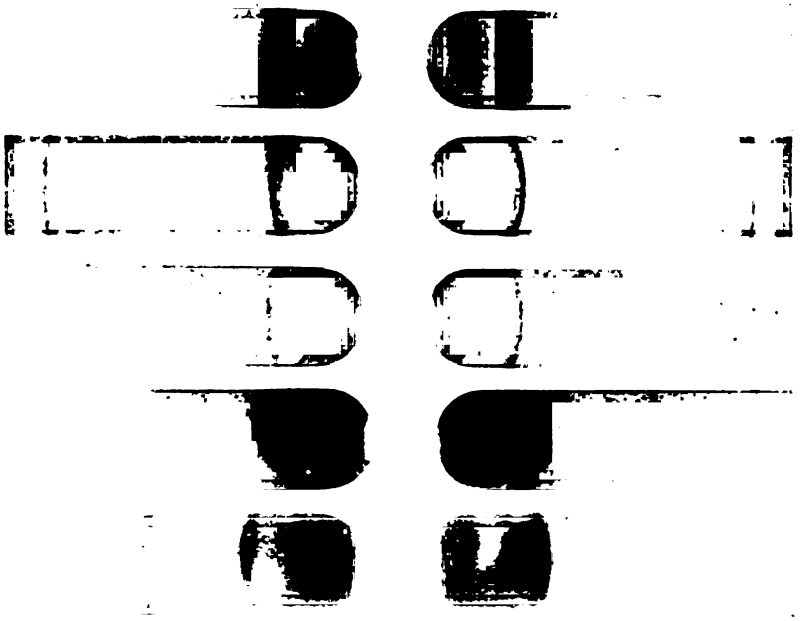


Abb. 17. Präzisionsaufnahmen eines feinkristallinen AuCu-Stabes, von 600° abgeschreckt und bei 200° verschiedene Zeiten angelassen.

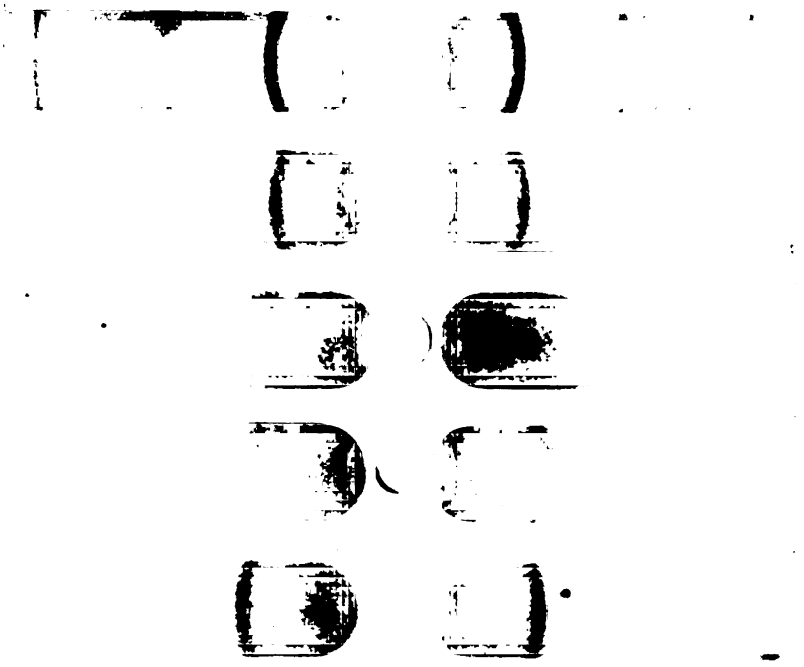


Abb. 18. Präzisionsaufnahmen eines feinkristallinen AuCu-Stabes, von 600° abgeschreckt und bei 250° verschiedene Zeiten angelassen.

als erste Wirkung des Anlassens eine starke Verwischung der Interferenzflecken. Das Bild bleibt dann nach Abb. 14 und 15 anscheinend unverändert; eine nähere Betrachtung lehrt aber, daß der Abstand der 111 $K\alpha$- und 200 $K\beta$-Flecken nicht mehr dem kubischen Gitter entspricht, sondern einem tetragonalen. Erst bei weiterem Anlassen erscheinen dann, wie Abb. 15 und 16 zeigen, allmählich die 002-, 001- und 110-Interferenzen.

Bestimmt man aus dem Abstand der 111 $K\alpha$- und der 200 $K\beta$-Flecken die Tetragonalität des jeweils vorhandenen Gitters, so scheinen die in Tafel 1 zusammengestellten Werte des Gitterkonstantenverhältnisses a/c beim Anlassen eine allmähliche Stauchung des kubischen Kristalls zu einem tetragonalen mit $a/c = 1{,}07$ anzugeben. a/c durchläuft nämlich nach Tafel 1 alle Werte zwischen 1,00 und 1,07. Dieser Effekt kann aber auch einfach dadurch zustande kommen, daß beide Phasen, die kubische und die tetragonale mit dem stabilen Achsenverhältnis $a/c = 1{,}07$, nebeneinander vorhanden sind, wegen der Gitterstörungen aber ihre entsprechenden Interferenzen nicht zu trennen sind, sondern in den Aufnahmen zusammenlaufen.

Es wurde noch versucht, diese Frage durch Präzisionsaufnahmen (Abb. 17 und 18) an feinkristallinen Stäben zu entscheiden. Es zeigt sich in diesen als erste Wirkung des Anlassens ein allmähliches Verschwinden der kubischen Interferenzen ohne irgendwelche Andeutung einer Gitteränderung. Zunächst erscheint das Gitter der restlichen kubischen Phase auch fast ungestört. Die letzten Anteile geben dann jedoch ziemlich verwaschene Interferenzen. Die tetragonale Phase ist in den Präzisionsaufnahmen erst nachweisbar, wenn die kubische Phase verschwunden ist. Bei längerem Anlassen werden dann die zuerst sichtbaren stärksten Interferenzen schärfer, ohne ihren Ort zu verändern, und allmählich erscheint das ganze Interferenzmuster der tetragonalen Kristallart. Bei höheren Anlaßtemperaturen geht nur der ganze Vorgang entsprechend schneller vor sich. Aber selbst nach dem Anlassen bei 350° (24 Stunden) bleibt, wie in Abb. 12, noch eine gewisse Verwaschenheit zurück.

In den Präzisionsaufnahmen treten also die kubischen uns tetragonalen Reflexe niemals gleichzeitig auf. Es ist daher auch nicht mit Sicherheit zu entscheiden, ob ein allmählicher Übergang von der kubischen zur tetragonalen Phase erfolgt oder ob die kubische Phase sprunghaft in die tetragonale mit $a/c = 1{,}07$ übergeht. Der Umstand, daß sowohl die kubischen als auch die tetragonalen Interferenzen stets genau an der gleichen Stelle der Aufnahmen auftreten, spricht eher für die letztere Annahme einer zweiphasigen Reaktion. Bemerkt sei noch, daß in gewöhnlichen Debyeaufnahmen angelassener Proben ein ziemlich verwickeltes Interferenzmuster auftreten kann. Aber auch dort sind die Linien so verwaschen, daß eine sichere Entscheidung darüber, ob ein oder zwei Liniensysteme vorliegen, nicht möglich ist. Eine experimentelle Klärung, ob

Digitized by Google

die Umwandlung auf dem Umwege über Abschrecken und Anlassen einphasig oder zweiphasig verläuft, ist somit noch nicht gelungen. Wahrscheinlicher erscheint es uns, daß auch dann zwei Phasen nebeneinander auftreten können, da ein grundsätzlicher Unterschied gegenüber dem Ablauf der Umwandlung bei höheren Temperaturen in der einen oder anderen Richtung nicht begründbar ist. Eine Unterkühlung ist ja in jedem Falle notwendig, wenn die Reaktion stattfinden soll; daß sie in dem einen Falle groß, im anderen klein ist, kann kaum als grundsätzlicher Unterschied angesehen werden.

Die Überstrukturlinien deuten andererseits auf gewisse Verschiedenheiten des Umwandlungsvorganges bei hohen und niedrigen Temperaturen hin. Nach den Abb. 15 und 16 erscheinen beim Anlassen die 001- und 110-Linien gleichzeitig und fast in gleicher Intensität. Der Vergleich mit Tafel 1 läßt aber erkennen, daß ihre Intensität nicht dem Achsenverhältnis bzw. der Menge der tetragonalen Phase entspricht, sondern zunächst zurückbleibt. Dies deutet aber auf eine unvollkommene Ordnung der Atome hin, also auf einen Zwischenzustand zwischen Mischkristall und Verbindung. Nach der Umwandlung bei hohen Temperaturen kann dagegen, wie oben ausgeführt, eine Störung des Gitters zurückbleiben,

Tabelle 1. Achsenverhältnis von verschieden behandelten AuCu-Kristallen nach Drehaufnahmen.

Behandlung	Abbildung	a/c
Sehr langsam auf 500° gebracht und abgekühlt	4	$1{,}07_4$
Von 600° abgeschreckt	3	$1{,}00_4$
200°, 30 Min. angelassen . . .	—	$1{,}00_6$
200°, $2^1/_2$ St. „ . . .	—	$1{,}01_7$
200°, $7^1/_2$ „ „ . . .	13	$1{,}02_4$
+250°, 10 Min. „ . . .	—	$1{,}04_6$
250°, 40 „ „ . . .	14	$1{,}05_7$
250°, $1^2/_3$ St. „ . . .	15	$1{,}04_3$
250°, $3^2/_3$ „ „ . . .	16	$1{,}07_6$
250°, $8^2/_3$ „ „ . . .	—	$1{,}06_7$

die im Effekt einer eingefrorenen Temperaturbewegung gleichkommt.

In weiteren Versuchen wird eine Klärung der hier angeschnittenen Fragen angestrebt werden.

Herrn Dr. J. Weerts danken wir für manche Anregung und Unterstützung bei den Versuchen.

Die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft hat uns durch Mittel zum Ausbau der Röntgenapparatur weitgehend gefördert.

Untersuchung des Einflusses der Umwandlung auf die Wärmeausdehnung von Stählen unter besonderer Berücksichtigung der Änderung der Ausdehnungszahl β.

Von **H. Sieglerschmidt.**

Im Anschluß an die Untersuchung der Festigkeitseigenschaften einer im Dauerbetriebe gebrochenen Kolbenstange (*A*) sind auch Wärmeausdehnungsmessungen an diesem Material sowie im Vergleich hierzu an einer Stange *M* aus kohlenstoffärmerem Material und an einer Stange *E* aus Elektrolyteisen ausgeführt worden. Bei diesen Versuchen kam es auf eine möglichst genaue Feststellung der bei steigender und fallender Temperatur und bei den Umwandlungen auftretenden Ausdehnungserscheinungen und des Verlaufs der Wärmeausdehnungszahlen an. Bestimmungen der Lage von Umwandlungspunkten durch Ausdehnungsmessungen sind bereits des öfteren ausgeführt, indessen sind die bisherigen Messungen — soweit sich aus bezüglichen Veröffentlichungen[1] ersehen läßt — nur in seltenen Fällen[2] zur Darstellung des Verlaufs der Wärmeausdehnungszahlen β als Tangenten an die Schaulinie ε ausgewertet worden, vermutlich weil hierzu die Genauigkeit und Empfindlichkeit der benutzten Meßgeräte nicht ausreichte.

Die vorliegende Untersuchung wurde mit Hilfe eines Meßgeräts[1] ausgeführt, welches eine hinreichend ge-

[1] Vgl. z. B. „Ein neues technisches Dilatometer" (Besprechung der Versuche von Chevenard zur Erforschung der Umwandlungspunkte von Stählen). Stahleisen Bd. 43, Nr. 7, S. 242. 1923. — „Ein einfacher Ausdehnungsapparat für hohe Temperaturen; das Ausdehnungsverhalten der Kohlenstoffstähle im Umwandlungsbereich", von F. Stäblein in Essen. Stahleisen Bd. 46, S. 101 bis 104. 1926 und von demselben Verfasser „Physikalische Eigenschaften von reinen Chrom- und Wolframstählen", Arch. Eisenh. Bd. 3, Heft 4, S. 301 bis 305. 1929. Der Apparat Stäbleins schließt sich im Prinzip der Versuchseinrichtung des Verfassers (Anm. 3) an, dürfte aber hinsichtlich der Anordnung seiner Teile nicht so genaue Messungen ermöglichen wie der letztere (s. Anm. 3).

[2] Driesen: „Untersuchungen über die thermische Ausdehnung und die Lösungsgeschwindigkeit von Kohlenstoffstählen". Ferrum Bd. 11, Heft 5, S. 129 bis 138 und Bd. 11, Heft 6, S. 161 bis 169. 1913/1914.

[1] Dr.-Ing H. Sieglerschmidt: „Apparat aus Quarzglas zur Bestimmung der Wärmeausdehnungszahlen bei hohen Temperaturen". Z. Instrumentenkde. Bd. 45, Heft 8, S. 374 bis 378. 1925. — O. Bauer und H. Sieglerschmidt: „Der Einfluß kleiner Zusätze von Kupfer und Nickel auf die Ausdehnung und das Wachsen des Gußeisens". Mitt. Dtsch. Materialprüfungsanstalten Heft 9. S. 63 bis 68.

Zur Temperaturmessung diente ein Thermoelement aus Pt-Pt.Rh. Um nachzuprüfen, ob bei der neuen Form des Apparates (Einführung des Thermoelementes von unten in eine axiale Bohrung des Probezylinders) die Temperaturmessung hinreichend genau ist, wurden in einer besonderen Versuchsreihe verschiedene Anordnungen eines empfindlicheren Thermoelementes (aus Silber-Konstantan) ausgeprobt. Die Lötstelle des letzteren lag einmal wie oben an der axialen Bohrung des Probezylinders, ein anderes Mal in einer Rille am Probenmantel an. Schließlich wurde die Lötstelle auch in Bohrungen in der Zylinderwand eingeführt. Das Thermoelement wurde entweder durch das innere Quarzrohr oder zwischen diesem Rohr und der Quarzglocke an den Probekörper herangeführt.

Unterschiede in den nach den verschiedenen Meßmethoden erhaltenen Ausdehnungszahlen (Ausgleichslinien nach Abb. 3) ergaben sich nicht, wenn — wie bei den oben besprochenen Versuchen — die erste Wärmestufe hinreichend groß gewählt wurde (20 bis 150°). Dagegen zeigte es sich, daß bei niedrigeren Temperaturen (< 150°) die Temperatur der Probe mit Hilfe des Thermoelementes nur dann hinreichend genau angegeben

Digitized by Google

naue Ermittelung des Ausdehnungsverlaufes und der von der Vorbehandlung des Materials abhängigen, nach der Rückkühlung erhaltenen bleibenden Ausdehnung ermöglicht.

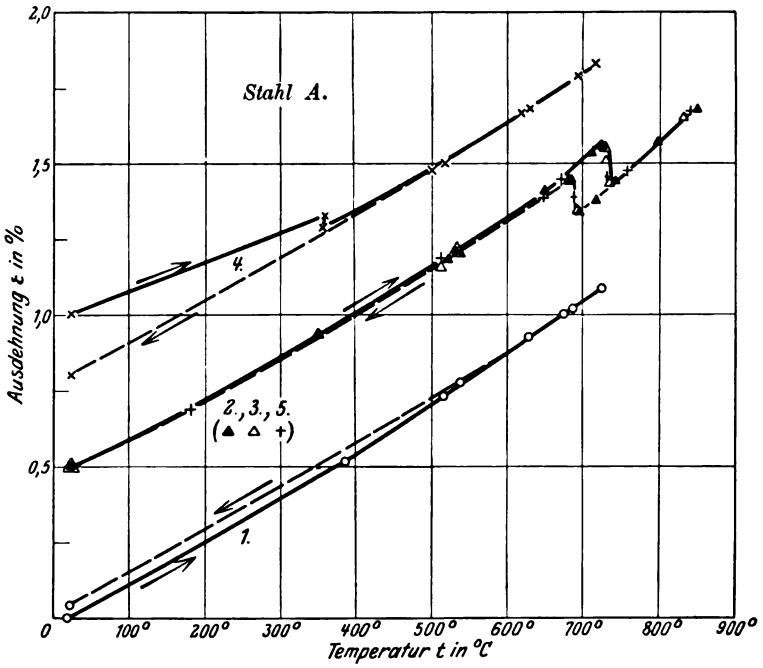


Abb. 1.

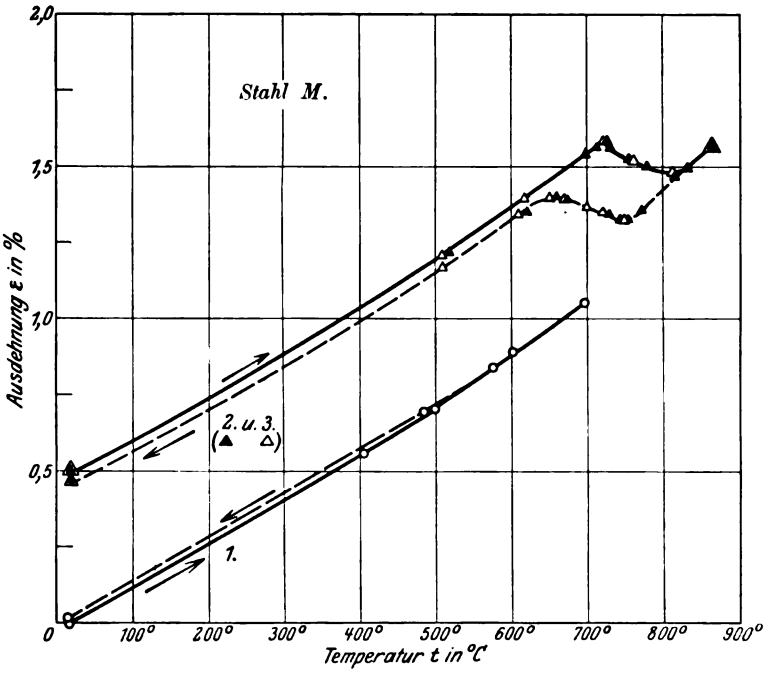


Abb. 2.

Es ist besonders darauf hinzuweisen, daß die Änderung der Ausdehnungszahl β mit wachsender Temperatur bisweilen den Verlauf von Umwandlungen deutlicher erkennen läßt als die Schaulinie der Ausdehnung ε selbst[1].

Die chemische Zusammensetzung der untersuchten Stähle[2] war:

A: 0,71 C, 0,36 Si, 0,62 Mn, 0,014 P, 0,032 S, 0,18 Cu, 0,20 Ni, 0,03 Co, 0,04 Cr.

M: 0,22 C, 0,29 Si, 1,00 Mn, 0,022 P, 0,021 S, 0,17 Cu, 0,10 Ni, 0,04 Co, 0,08 Cr.

Material *M* enthält wenig Kohlenstoff, aber verhältnismäßig viel Mangan[3] und ist im übrigen ähnlich zusammengesetzt wie Material *A*. Nach dem bekannten Eisen-Kohlenstoff-Zustandsschaubild (siehe Hütte 1926, Taschenbuch der Stoffkunde, S. 267) handelt es sich also um Stähle, bestehend aus eutektischem Gemenge (Perlit) und Eisenkristallen (Ferrit).

Als Probekörper dienten Zylinder von 30 mm Durchmesser und 30 mm Höhe mit einer axialen Bohrung von 8 mm Durchmesser zur Einführung eines Thermoelements aus Platin-Platin-Rhodium. Bezüglich der Versuchsausführung sei auf die angezogenen Veröffentlichungen verwiesen[4].

Die bis zu 850° erwärmten Probezylinder waren zur Verhinderung einer Beeinflussung des Meßergebnisses durch Zunderung an den Enden wieder mit je 3 Nickelstiften versehen, die in 3 mm tiefe Bohrungen eingestaucht waren und die Probenenden um 0,3 mm überragten.

Die Ergebnisse der Messungen sind in Abb. 1 bis 3 graphisch aufgetragen und zwar in Abb. 1 und 2 die für Erwärmung (→) und Abkühlung (←) der Proben gefundenen Ausdehnungen ε in Prozenten, in Abb. 3 die den Tangenten an die Schaulinie ε entsprechenden Ausdehnungszahlen β in Abhängigkeit von der Temperatur[5].

---

wurde, wenn das Thermoelement einmal um den Probezylinder herumgewickelt und in eine Bohrung nahe am Zylindermantel eingeführt wurde. Um in jedem Falle ein Wandern der Auflagerpunkte an den begrenzenden Quarzplatten zu verhindern, sind die Probezylinder an den Endflächen auszudrehen, so daß nur eine schmale, ringförmige Anlagefläche entsteht.

[1] Vgl. z. B. O. Bauer und H. Sieglerschmidt: „Die Ausdehnung des Zinkes bei steigenden Temperaturen." Meßtechn. Bd. 4, Heft 7, S. 183. 1928 und Mitt. Dt. Materialprüfungsanstalten. Sonderheft 5, S. 62.

[2] Außer den angeführten Stählen wurde noch ein Stahl R von ähnlicher Zusammensetzung wie A, nämlich: 0,61 C; 0,26 Si; 0,53 Mn; 0,025 P; 0,020 S; 0,17 Cu; 0,076 Ni; 0,23 Cr untersucht. Die Ergebnisse der mit diesem Stahl ausgeführten Ausdehnungsmessungen zeigen indessen so geringe Unterschiede gegen die mit A erhaltenen, daß auf ihre Wiedergabe an dieser Stelle verzichtet wurde.

[3] Über den Einfluß von Mangan und anderen Legierungsbestandteilen auf die Lage der Umwandlungspunkte vgl. F. Rapatz: „Die Edelstähle." Berlin: Julius Springer.

[4] Siehe oben.

[5] Sei ε_1 die zur Temperaturstufe t_1 und ε_2 die zur Stufe t_2 gehörige Ausdehnung, so findet sich für die mittlere Temperatur $t = \frac{t_1 + t_2}{2}$ die zugehörige Ausdehnungszahl $\beta = \frac{100 \cdot (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{t_2 - t_1}$. Dieses Näherungsverfahren für die Berechnung von β ist zulässig, wenn die Beobachtungspunkte ε_1, t_1 und ε_2, t_2 hinreichend nahe aneinanderliegen oder die Schaulinie ε, t flach verläuft.

Digitized by Google

Wie in den Abbildungen dargestellt, sind mit jedem der beiden Materialien A und M folgende Versuche ausgeführt worden:

a) Probezylinder A_1 und M_1 (ohne Nickelstifte) bis zu 500° erwärmt; Erwärmung und Abkühlung — wie bei allen folgenden Versuchen — in Stufen unter zeitweiliger Gleichhaltung der Temperatur. In die Schaubilder sind nur die Werte β eingetragen (Zeichen ●, Abb. 3).

b) Probezylinder A_2 und M_2 (mit Nickelstiften):

1. bis zu 700° erwärmt: Versuch 1, Zeichen ⊙ (Abb. 1 bis 3),

2. über die Umwandlung hinaus erwärmt und abgekühlt: Versuch 2, Zeichen ▲,

3. schnell über die Umwandlung hinaus erwärmt und abgekühlt: Versuch 3, Zeichen △.

Am Probezylinder A_2 wurde noch der Einfluß des Abschreckens in Wasser festgestellt:

4. Nach dem Abschrecken bis zu 700° erwärmt und wieder abgekühlt: Versuch 4, Zeichen ×.

5. Bis zu 850° erwärmt und wieder abgekühlt: Versuch 5, Zeichen +.

Ergebnisse der Untersuchung.

Ausdehnung unterhalb der Umwandlungspunkte.

Die Ausdehnung der nur bis zu 500° erwärmten Probezylinder A_1 und M_1 (ohne Nickelstift) war nur wenig kleiner als die bei den folgenden Versuchen mit A_2 und M_2 (mit Nickelstiften) gefundene Ausdehnung. Die β-Werte (Zeichen ● in Abb. 3) lassen nur geringe Abweichungen von den übrigen Versuchswerten erkennen. Praktisch ist also der Einfluß der Nickelstifte auf das Versuchsergebnis zu vernachlässigen.

Die Ausdehnung ε der bis zu 700° erwärmten Probezylinder A_2 und M_2 (Versuche 1 in Abb. 1 und 2) ging bei der Abkühlung bis auf kleine Reste (+ 0,046 und + 0,021 %) auf den Anfangswert zurück. Es ist daher anzunehmen, daß die nach Entnahme der Probezylinder aus den Versuchsstücken noch im Material verbliebenen inneren Spannungen nicht sehr groß gewesen sind. Über den Einfluß innerer Spannungen und der Vorbehandlung auf den Verlauf der Wärmeausdehnung läßt sich indessen zur Zeit noch nichts Sicheres aussagen; es bedarf hierzu einer systematischen Untersuchung dieser Einflüsse unter Berücksichtigung der mit Gefügeänderungen (bei der Erwärmung und Abkühlung) verbundenen Ausdehnungserscheinungen[1].

Einfluß der Umwandlung. Das Schaubild $\varepsilon \perp t$ des über 700° hinaus erwärmten Probezylinders A_2 (Versuche 2, 3, 5 in Abb. 1) zeigt beim Beginn der Umwandlung den bekannten scharfen Knick. Die Probe zog sich plötzlich zusammen[1], wobei die in der Probe gemessene Temperatur zeitweilig — während einiger Minuten — konstant blieb (Haltepunkt bei 720°), um dann langsam bis zur Erreichung des Mindestwertes ε (Ende der Umwandlung bei 739°) wieder zuzunehmen. Die Heizstromstärke war hierbei so eingestellt, daß die Temperatur hätte schnell ansteigen müssen, wenn sie nicht durch die Vorgänge bei der Umwandlung gleichbleibend bzw. sehr langsam steigend erhalten worden wäre.

Beim Probezylinder M (Abb. 2) zeigte sich gleichfalls bei 720° ein scharfer Knick in der Schaulinie; auch war die Temperatur während einiger Minuten gleichbleibend. Die Verkürzung der Probelänge erstreckte sich indessen über ein großes Temperaturintervall (720 bis etwa 808°). Vermutlich macht sich hier neben dem geringen Kohlenstoffgehalt der Einfluß des verhältnismäßig hohen Mangangehalts[2] geltend.

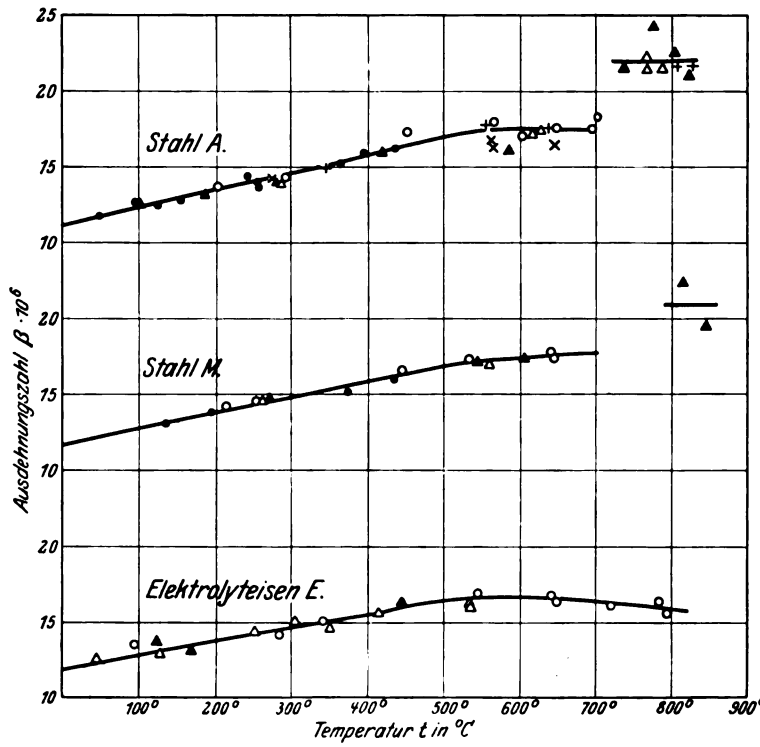


Abb. 3.

Bei weiterer Erwärmung bis zu 850° dehnten sich die Probezylinder wieder aus. Bei der Abkühlung von 850° trat dann die bekannte Verzögerung (Hysteresis) in der Umwandlung des Stahls ein, derart, daß die mit Ausdehnung des Materials verbundene Umwandlung des Austenits in Perlit innerhalb eines tieferliegenden Temperaturintervalls erfolgte als bei der Erwärmung (691° bis 681° bei A, 750° bis 656° bei M).

[1] Über den „Nachweis innerer Spannungen in Stangen und Rohren" vgl. G. Sachs in der Z. Metallkunde Bd. 19, S. 352 bis 357. 1927.

[1] Der Zusammenziehung des Materials bei 720 bis 730° entspricht der Übergang Perlit-Austenit („Perlitlösung"). Eine Zusammenziehung des Werkstoffes bei dieser Temperatur — wenn auch bei Kohlenstoffstählen geringen Kohlenstoffgehaltes nur in geringem Maße — trat bei allen von Driesen und Stäblein (Anm. 1 und 2 S. 135) untersuchten Kohlenstoffstählen ein.

[2] Siehe Anm. 2, S. 136.

Digitized by Google

Nach Rückkühlung auf Zimmerwärme verblieben geringe negative Ausdehnungsreste: — 0,004% bei *A* und — 0,037% bei *M*.

Die Schnelligkeit, mit der die Probekörper über den Umwandlungspunkt hinaus erwärmt oder abgekühlt wurden, hatte keinen Einfluß auf die Lage des letzteren (vergl. die Versuche 2 und 3 in Abb. 1 und 2). Der Heizstrom wurde bei Probe A_2 so eingestellt, daß die mit der Umwandlung verbundene Längenabnahme beim Versuch 2 in etwa 20 Minuten, beim Versuch 3 in nur etwa 3 Min. beendigt war, ebenso die Längenzunahme nach Überschreitung des Haltepunkts für die Abkühlung beim Versuch 2 in etwa 12 Min., beim Versuch 3 in etwa 7 Min. Die Beobachtungspunkte (▲ und △) fallen hierbei auf die gleiche Schaulinie ε [1].

Der Einfluß der Umwandlung auf die Ausdehnungszahl β machte sich nach Abb. 3 in einer fast sprungweisen Erhöhung der letzteren nach Überschreitung des Umwandlungspunktes geltend, und zwar bei beiden Materialien entsprechend dem verschiedenen Kohlenstoffgehalt in etwas abweichendem Maße: Bei *A* war die Abweichung am größten ($\beta = 0{,}000022$ gegen 0,0000175 vor der Umwandlung), bei *M* geringer (etwa 0,000021 gegen 0,0000177 [2]).

Zwischen 550 und 700° sind nach Abb. 3 die Ausdehnungszahlen des Materials *A* fast konstant (0,0000175). Auch bei *M* verläuft die Schaulinie $\beta - t$ nach Überschreitung von 550° wesentlich flacher. In Verbindung hiermit ist es von Interesse, daß beim Elektrolyteisen ein Höchstwert der Ausdehnungszahl β bei etwa 600° erreicht wurde (vgl. Abb. 3). Es scheint also, daß die Abflachung der Schaulinie $\beta - t$ nach Überschreitung von 550° dem Eisen an sich eigentümlich ist.

Nach Überschreitung des Umwandlungspunktes streuen die Werte β nicht unerheblich; wohl eine Folge von Nachwirkungserscheinungen. Die mittleren Ausdehnungszahlen $\beta\ 10^6$ betrugen

bei	100°	300°	500°	700°
für Material A	12,3	14,5	17,0	17,6
„ „ R	12,5	14,5	16,5	18,0
„ „ M	12,8	14,8	16,8	17,8
„ „ E	12,9	14,7	16,5	16,5

Die Ausdehnungszahlen sind hiernach für die verschieden zusammengesetzten Stähle annähernd gleich und stimmen auch annähernd (bis zu 600°) mit denen des Elektrolyteisens *E* überein. Bei 100° nahm die Ausdehnungszahl mit zunehmendem Kohlenstoffgehalt etwas ab. Indessen ist anzunehmen, daß außer dem C-Gehalt auch die übrigen Legierungsbestandteile mitbestimmend sind [1].

Bei Stahl *A* wurde auch der Einfluß des Abschreckens untersucht (Abb. 1). Der nach Abschreckung von 850° in Wasser von 28° untersuchte Probezylinder zog sich beim Erwärmen bleibend zusammen [2]. Wie das Schaubild (Versuch 4 in Abb. 1) zeigt, war die Verkürzung nach einer längeren Erwärmung bei etwa 360° fast beendigt, so daß von hier ab die Ausdehnungslinien für die Erwärmung bis 711° und Wiederabkühlung bis herab auf 360° annähernd zusammenfallen. Der nach der Abkühlung auf Zimmerwärme erhaltene Ausdehnungsrest betrug — 0,20% [1].

Beim erneuten Erwärmen des Probezylinders von Zimmerwärme auf 850° (Versuch 5, Abb. 1) ergab sich eine fast vollkommene Übereinstimmung mit den Meßergebnissen der Versuche 1 bis 3.

Wenn auch der allgemeine Verlauf der Wärmeausdehnung von Stählen [2] bei der Umwandlung bereits bekannt ist, so lassen doch die vorliegenden — mit Hilfe eines genauen Meßverfahrens gewonnenen — Ergebnisse wesentliche Einzelheiten in den Ausdehnungserscheinungen der untersuchten Stahlsorten erkennen, z. B. den Verlauf der Wärmeausdehnungszahlen β bei hohen

---

[1] Die Erwärmungs- oder Abkühlungsgeschwindigkeiten, bei denen eine Änderung in der Lage der Umwandlungspunkte eintritt, sind vermutlich wesentlich größer als die hier — innerhalb der Versuchseinrichtung — erreichten. Vgl. hierzu die von B. Strauß („Über das Härten des Stahles", Kruppsche Monatshefte Bd. 2, S. 81 bis 89. 1921) angegebenen kritischen Abschreckungsgeschwindigkeiten. Hier soll nur gezeigt werden, daß das angewandte Versuchsverfahren auch bei schneller Ausführung des Versuches zu verläßlichen Ergebnissen führte.

[2] Verfasser hat sich nicht dem von Driesen (s. oben) angewandten Verfahren einer Bestimmung von Ausdehnungszahlen β aus den Übergangskurven ε bei der Umwandlung angeschlossen, da der mit bleibenden Längenänderungen verbundene Lösungsvorgang des Perlits ganz besonders von der Zeit abhängig ist. Die Ausdehnungszahlen sind daher im Übergangsgebiet als unbestimmbar fortgelassen.

[1] Die in Landolt-Börnstein, Phys. Chem. Tab., für Eisen und Stahl angegebenen Zahlenwerte β sind — je nach Zusammensetzung und Vorbehandlung des Materials — sehr verschieden. In annähernder Übereinstimmung mit den obigen Ergebnissen (siehe auch Abb. 3) ist für Eisen weich (für Elektromagnete) nach Fizeau bei 40°; $\beta = 0{,}00001210$; bei 50°; $\beta = 0{,}00001228$ und nach Dittenberger bei 20° die „wahre Ausdehnungszahl" β für Flußeisen 0,00001179, für Schweißeisen 0,00001188 und für Flußstahl 0,00001139. Dagegen fand Le Chatelier für Stahl von der Zusammensetzung 0,057% C, 0,13% Ma und 0,05% S zwischen 0 und 100°: $\beta = 0{,}000011$ und Charpy und Grenet für Stahl mit 1,5% C: $\beta = 0{,}00001000$. Im Mittel nimmt auch nach diesen Ergebnissen die Ausdehnungszahl mit zunehmendem Kohlenstoffgehalt ab.

Nach eigenen, früher unter Verwendung eines Ölbades ausgeführten Versuchen (vgl. Mitt. Materialpr.-Amt 1920, S. 182 bis 219) war — wieder in Übereinstimmung mit obigen Ergebnissen — für hochgekohlten S-M-Stahl bei 35°: $\beta = 0{,}0000121$, bei 115°: $\beta = 0{,}0000132$, für Elektrostahl mit 0,22% C; 0,9% Mn, 0,01% P, 0,017% S, 0,25% S bei 30°: $\beta = 0{,}0000123$, bei 100°: $\beta = 0{,}0000128$, für Stahlguß bei 85°: $\beta = 0{,}0000128$, bei 200°: $\beta = 0{,}0000137$.

[2] Es ist eine bekannte Erscheinung, daß z. B. Werkzeugstähle nach dem Härten eine bleibende Ausdehnung aufweisen, die dann beim Widererwärmen (Anlassen) wieder zurückgeht. Vgl. E. H. Schulz: „Über die Volum- und Formänderungen des Stahls beim Härten." Dissertation Charlottenburg 1914 und a. O. — B. Strauß: „Über das Härten des Stahls." Kruppsche Monatshefte 2, S. 81 bis 89. 1921. — Eine ausführliche Darstellung und kritische Würdigung der bestehenden Härtungstheorien gibt Maurer in seiner Arbeit: „Über das Beta-Eisen und über Härtungstheorien." Mitt. Eisenforsch., Düsseldorf, Bd. 1, S. 39 bis 86.

Im Staatlichen Materialprüfungsamt wurde in guter Übereinstimmung mit dem Obigen an gehärteten Stahlkugeln eine Verringerung des Durchmessers um — 0,18% infolge des Anlassens festgestellt.

Digitized by Google

Temperaturen, den Betrag der Verlängerung bzw. Verkürzung der Proben bei der Umwandlung, die nach der Abkühlung vorhandenen Ausdehnungsreste u. a. In meßtechnischer Hinsicht sind die Ergebnisse insofern von Interesse, als sie erkennen lassen, daß das angewandte Meßverfahren (bei dem Hebelübertragungen der Ausdehnungsbewegung, Flüssigkeits- oder Gasbäder u. a. vermieden sind) bei Ausdehnungsmessungen bis zu 850° zu brauchbaren Ergebnissen führt[1].

[1] Bei 1000° verwandelt sich das Quarz in Kristobalit. Diese Umwandlung beginnt bei etwa 950°. Eine Benutzung des Apparates ist also bis zu etwa 900° möglich, ohne daß Störungen durch bleibende Längenänderungen der Quarzteile eintreten.

Versuche an bewässerten Steinsalzkristallen.

Von **E. Schmid** und **O. Vaupel**[1].

In einer früheren Arbeit[2] haben wir auf Grund von Versuchen über den Jofféeffekt die Vermutung ausgesprochen, daß die erhöhte Festigkeit bewässerter Kristalle durch eindringendes Wasser verursacht sei. Eine restlose Erklärung der experimentellen Ergebnisse schien nämlich nach keiner der beiden bisher vorgebrachten Ansichten möglich. (Joffé: Beseitigung oberflächlicher Störungen, wie Risse, Spannungsanhäufungen; Polanyi: Reißverfestigung zufolge vorausgegangener plastischer Deformation.) Unsere Annahme hingegen war jedenfalls mit keiner der Beobachtungen im Widerspruch.

Weitere Versuche zu einer unmittelbaren Feststellung des in den Kristall eingedrungenen Wassers sind bisher negativ verlaufen (Dichte, Gitterkonstante[3]). Eine technologische Festigkeitseigenschaft, die wir ebenfalls untersuchten, die Ritzhärte, zeigte hingegen eine deutliche Erhöhung nach der Bewässerung der Kristalle, die allerdings hinter dem entsprechenden Anstieg der Zerreißfestigkeit doch noch erheblich zurückbleibt.

1. Dichte: Das Ergebnis der Dichtebestimmung[4] an fehlerfreien Spaltstücken im Ausgangszustand und nach etwa 80% Ablösung ist in Tabelle 1 zusammengestellt. Für zwei verschiedene Kristallmaterialien sind Mittelwerte aus je vier Bestimmungen und ihre mittleren Fehler verzeichnet. Die Mittelwerte bleiben innerhalb von 0,2 Prom. konstant.

Tabelle 1.
Dichtebestimmung bewässerter Steinsalzkristalle.

Material	Dichte, Dichte des Benzols	
	vor der Bewässerung	nach der Bewässerung
A	2,4634 (∓0,00029)	2,4635 (∓0,00065)
B	2,4698 (∓0,00048)	2,4693 (∓0,00165)

2. Gitterkonstante: Drehkristallaufnahmen von etwa $^1/_2$ mm dicken Stäbchen, die einerseits durch fortgesetzte Spaltung, andererseits durch Ablösung aus großen Spaltstücken desselben Kristalls erhalten worden waren, ergaben innerhalb der erreichten Genauigkeit von 0,2 Prom. identische Werte für die Gitterkonstante.

Diese Versuche zeigen somit, daß es sich bei dem vermuteten Eindringen von Wasser in den Kristall jedenfalls nur um sehr geringe Mengen handeln kann.

Tabelle 2. Ritzhärte bewässerter Steinsalzkristalle.

Material	Belastung $^1/_2$ g		Belastung 1 g	
	Relative Strichbreite			
	vor der Bewässerung	nach der Bewässerung	vor der Bewässerung	nach der Bewässerung
A			12,3 (14)	8,7 (14)
			12,6 (13)	8,0 (14)
			13,3 (14)	
C	7,5 (3)	6,9 (5)	12,7 (3)	8,3 (6)
	6,4 (3)	5,8 (5)	13,1 (4)	8,2 (7)
	6,8 (4)	6,0 (5)		8,3 (7)
	7,1 (5)	7,0 (5)	8,1 (5)	7,6 (4)
	6,1 (5)		13,0 (5)	
			13,3 (6)	
			13,0 (5)	
D	5,4 (4)	6,0 (7)	11,8 (7)	7,7 (7)
	6,4 (5)	5,8 (5)	12,2 (6)	11,5 (7)
	6,3 (5)		13,6 (6)	
			13,5 (7)	
Mittelwerte	**6,50**	**6,25**	**12,51**	**8,53**

3. Ritzhärte: Die Bestimmung der Ritzhärte erfolgte mit Hilfe eines Martensschen Ritzhärteprüfers auf mikroskopisch fehlerfreien Teilen von Würfelspaltflächen in Richtung der Würfelkanten. Der Grad der Ablösung betrug wieder etwa 80%. Im abgelösten Kristall wurde stets eine der im Ausgangskristall benutzten Würfelfläche parallele Fläche durch Spaltung freigelegt und vermessen. Die Ergebnisse der an drei verschiedenen Kristallmaterialien durchgeführten Messungen sind in Tabelle 2 enthalten[1]. Außer der die Ritzhärte kennzeichnenden Strichbreite (in Mikrometerpartes) bei Belastungen des Diamanten mit $^1/_2$ und 1 g ist eingeklammert auch die Anzahl der dem eingetragenen Mittelwert zugehörigen Einzelmessungen angegeben. Eine durch die Bewässerung bewirkte Erhöhung der Ritzhärte tritt besonders bis 1 g Belastung klar zutage. Die Strichbreite nimmt hier um über 30% ab.

[1] Original: Z. Phys. Bd. 62, S. 311. 1930.

[2] E. Schmid und O. Vaupel: Z. Phys. Bd. 56, S. 308. 1929.

[3] Versuche an im Ausgangszustand völlig wasserfreien Schmelzflußkristallen stehen allerdings noch aus. Nachtrag bei der Korrektur: Wir konnten solche Versuche mittlerweile an Kristallen, die wir der Freundlichkeit der Herren A. Smekal und F. Blank verdanken, nachholen. Das Ergebnis ist dasselbe geblieben.

[4] Auftriebmethode mit Benzol.

[1] Bei diesen Messungen sind wir von Herrn J. Böhme, dem Erbauer des ersten Martensschen Ritzhärteprüfers, auf das beste unterstützt worden. Wir sagen ihm auch hier unseren herzlichsten Dank.

Digitized by Google

Über ein Verfahren für die Trennung von Blei und Wismut.

Von **H. Blumenthal**[1].

Die bisher bekannten Verfahren für die analytische Trennung von Blei und Wismut beruhen fast alle auf der Eigenschaft der Wismutsalze, in wäßriger Lösung leicht hydrolytisch in unlösliche basische Verbindungen zu zerfallen. Damit diese hydrolytische Spaltung zu einer vollständigen Abscheidung des Wismuts führt, ist es erforderlich, die Einwirkung der bei der Hydrolyse freiwerdenden Mineralsäure auszuschalten. J. Löwe[2] erreicht das durch häufiges Abdampfen der salpetersauren Lösung beider Metalle auf dem Wasserbade, wobei er den Abdampfrückstand jedesmal mit Wasser wieder aufnimmt und das solange wiederholt, bis auf Wasserzusatz keine Trübung entsteht. G. Luff[3] bindet die freiwerdende Säure entweder durch Zusatz einer berechneten Menge Sodalösung oder durch Kochen mit Natriumnitrit. L. Moser und W. Maxymowicz[4] schalten sie durch Bromid-Bromatzusatz aus. A. L. Benkert und E. F. Smith[5] fällen das Wismut durch Zusatz von Alkaliformiat als basisches Formiat und R. Strebinger und W. Zins[6] scheiden das Wismut als basisches Jodid ab, indem sie die freiwerdende Jodwasserstoffsäure mit Natriumacetat umsetzen.

Bei all diesen Verfahren muß, wenn größere Bleimengen vorliegen, der Niederschlag des Wismuts zur Vervollständigung seiner Trennung vom Blei wieder aufgelöst und nochmals gefällt werden; sie sind also zeitraubend; insbesondere bei sehr kleinen Mengen von Wismut, wie sie im Weichblei häufig bestimmt werden müssen, also bei Gehalten, welche mitunter nur hundertstel Prozente oder noch weniger betragen, stößt ihre Anwendung auf begreifliche Schwierigkeiten. In diesem Falle wird gewöhnlich nach der bekannten von R. Fresenius[7], von P. Fernandez-Krug und von W. Hampe[8] empfohlenen Arbeitsweise verfahren, dazu eine große Einwaage der zu untersuchenden Bleiprobe in Salpetersäure gelöst und aus dieser Lösung die Hauptmenge des Bleies durch Fällen mit Schwefelsäure als Sulfat abgeschieden. Im Filtrat vom Bleisulfat soll neben anderen Begleitmetallen auch das im Blei vorliegende Wismut quantitativ zu ermitteln sein. Aber auch auf diesem Wege ist die Bestimmung geringer Wismutmengen und ihre vollständige Trennung vom Blei nicht ohne weiteres möglich, da das Bleisulfat stets mehr oder minder wismuthaltig ausfällt. Erst durch recht umständliche Operationen gelingt es schließlich, auch das vom Bleisulfat festgehaltene Wismut zu erfassen.

Bei dem großen Einfluß, welchen selbst kleine Wismutmengen auf die mechanischen Eigenschaften des Bleies ausüben[1], und wegen der sich daraus ergebenden Notwendigkeit, ein unbedingt zuverlässiges und auch im Betriebslaboratorium möglichst rasch durchführbares Analysenverfahren für ihre Bestimmung zu besitzen, schien es angezeigt, nach einer Arbeitsweise Umschau zu halten, welche, auch von weniger geübter Hand ausgeführt, schnell und sicher den Wismutgehalt einer Bleiprobe zu ermitteln gestattet. Es mußte also ein Verfahren ausgearbeitet werden, mit dessen Hilfe auch die kleinsten Wismutmengen in einer Operation vollständig vom Blei abgetrennt werden können, ohne daß technische Schwierigkeiten bei der Abscheidung und dem Abfiltrieren einer so geringen Wismutfällung auftreten können.

Nachdem alle Versuche gescheitert waren, in Anlehnung an das erwähnte Arbeitsverfahren von R. Fresenius durch Abscheidung des Bleies als Sulfat oder in anderer Bindung die quantitative Trennung vom Wismut zu erreichen, wurde von neuem unternommen, durch entsprechende Änderung der hydrolytischen Abscheidung des Wismuts eine zuverlässige Scheidung auch von großen Mengen Blei zu erzielen. Es war von vornherein klar, daß es für die Abscheidung des Wismuts darauf ankommen mußte, in der Lösung durch Abstumpfen der freien Säure mit einem geeigneten basischen Mittel eine bestimmte, leicht reproduzierbare Wasserstoffionenkonzentration zu erzeugen, so daß beim Aufkochen der Lösung mit diesem Mittel alles Wismut quantitativ hydrolysiert wird, daß aber eine gleichzeitige Mitfällung von Bleiverbindungen vermieden werden mußte.

Diesen Bedingungen entsprach eine Aufschlämmung von gefälltem Quecksilberoxyd. Durch Zusatz einer kleinen Menge Quecksilberoxydschlamm zur schwach salpetersauren, Blei und Wismut enthaltenden Lösung kann einerseits der erforderliche Zustand der Lösung herbeigeführt werden, indem die überschüssige Salpetersäure gebunden wird, andererseits bewirkt ein geringer Überschuß von Quecksilberoxyd, daß die kleinsten Wismutmengen in leicht filtrierbarer Form niedergeschlagen werden. Schon bei einmaliger Fällung ist der Niederschlag (unabhängig davon, welche Bleimengen zugegen sind) völlig bleifrei. Seine Weiterbehandlung ist denkbar einfach: Er wird abfiltriert und ausgewaschen, dann in Salpetersäure wieder aufgelöst und, wenn nur sehr kleine Wismutmengen vorliegen, nach dem Abrauchen mit Schwefelsäure ohne weiteres nach dem Jodidverfahren[2] kolorimetrisch auf seinen Wismutgehalt geprüft, ohne daß auf die Quecksilbersalze hier-

[1] Original: Z. analyt. Chem. Bd. 78, S. 206 bis 213. 1929.

[2] J. prakt. Chem. Bd. 74, S. 344. 1858.

[3] Z. analyt. Chem. Bd. 63, S. 330. 1923; Chem.-Zg. Bd. 44, S. 71. 1920.

[4] Z. analyt. Chem. Bd. 67, S. 248. 1925/26.

[5] J. Am. Chem. Soc. Bd. 18, S. 1055. 1896; vgl. Z. analyt. Chem. Bd. 42, S. 642. 1903.

[6] Z. analyt. Chem. Bd. 72, S. 417. 1927.

[7] Z. analyt. Chem. Bd. 8, S. 148. 1869.

[8] Vgl. Lunge-Berl: Chem.-techn. Untersuchungsmethoden, II, Analyse von Handelsblei.

[1] O. Bauer: Gieß.-Zg. Bd. 25, S. 297. 1928.

[2] A Text-Book of Assaying by C. and J. J. Beringer, London, Charles Griffin & Co. 11. edition, 1908, und Lunge-Berl, Chem.-techn. Untersuchungsmethoden, II, Handelskupferanalyse; vgl. auch Z. analyt. Chem. Bd. 59, S. 18. 1920.

Digitized by Google

bei Rücksicht genommen zu werden braucht, da auf Zusatz einer genügenden Menge von Jodkalium sich das zunächst abgeschiedene Quecksilberjodid zu farblosem Doppelsalz wieder auflöst und als solches die kolorimetrische Bestimmung nicht beeinflußt. Bei größeren Wismutmengen, die gewichtsmäßig bestimmt werden müssen, wird das Wismut in der salpetersauren Lösung vom Quecksilber als Phosphat getrennt und als solches gewogen.

Die Arbeitsweise bei diesen Verfahren ist im einzelnen folgende:

Die Einwaage des auf seinen Wismutgehalt zu untersuchenden Bleies (bei kleinen Wismutgehalten 5—10 g) wird in der hinreichenden Menge verdünnter Salpetersäure gelöst; für 10 g genügen 16 ccm Salpetersäure (D 1,4), die mit 60 ccm Wasser verdünnt werden. Bei kleinen Einwaagen, d. h. wenn also die Konzentration an Nitraten gering ist, werden der Lösung 5—10 g Alkalinitrat zugesetzt. Es wird abgekühlt und in einem Volumen von etwa 150 ccm so lange Natriumcarbonatlösung (etwa 10proz.) zugefügt, bis eine größere Menge Bleicarbonat sich abgeschieden hat. Durch tropfenweises Zusetzen von verdünnter Salpetersäure wird die Lösung eben wieder angesäuert, wobei man sich zweckmäßig eines Indikators (Methylorange) bedient. Hierbei geht alles Bleikarbonat in Lösung und bei Anwesenheit größerer Wismutmengen verbleibt eine geringe Trübung. Nunmehr wird gekocht, um die gelöste Kohlensäure auszutreiben, und dann zu der siedenden Flüssigkeit aufgeschlämmtes Quecksilberoxyd so lange hinzugegeben, bis ein kleiner Überschuß davon beobachtet werden kann. Das Quecksilberoxyd stellt man durch Fällen einer 5proz. Sublimatlösung mit reinem Natriumhydroxyd (aus Natrium bereitet) her, indem man diese Fällung durch sehr häufiges Dekantieren mit Wasser vollständig alkalifrei wäscht. Nach dem Abgießen des letzten Waschwassers wird der Niederschlag in ein Vorratsgefäß übergespült und kann nunmehr in aufgeschlämmter Form ohne weiteres verwendet werden.

Zu der oben beschriebenen Fällung mit Quecksilberoxyd fügt man etwa 100 ccm kaltes Wasser und überläßt am besten die Flüssigkeit während etwa 12 Stunden sich selbst, da hierdurch die Abscheidung vervollständigt und leichter filtrierbar wird. Jedenfalls muß vor dem Filtrieren gekühlt und so lange gewartet werden, bis sich der Niederschlag vollkommen abgesetzt hat. Aber auch dann können mitunter noch sehr geringe Wismutmengen (Bruchteile eines Zehntelmilligramms) im Filtrat nachgewiesen werden, während nach längerem Warten das Filtrat stets klar und praktisch völlig wismutfrei ist. Hiervon kann man sich durch nochmalige Behandlung des Filtrates mit Quecksilberoxyd überzeugen. Ein gewöhnliches, schnell laufendes Filter (Weißband von Schleicher und Schüll) hält unter diesen Bedingungen den Niederschlag gut zurück. Das Waschwasser muß kalt sein und auf 1 l bis 2 g Kaliumnitrat enthalten. Ammoniumnitrat als Zusatz ist zu vermeiden, da Quecksilberoxyd von Ammoniumsalzen gelöst wird. Das Auswaschen wird so lange fortgesetzt, bis in der ablaufenden Flüssigkeit mit Schwefelwasserstoffwasser kein Blei mehr nachgewiesen werden kann. Auf dieses Auswaschen ist besonders dann Sorgfalt zu verwenden, wenn es sich um eine sehr bleireiche Lösung handelt. Man führt den Niederschlag durch Abspritzen in ein kleineres Gefäß (Erlenmeyerkolben von 300 ccm Inhalt) über, löst die auf dem Filter und in dem Fällungskolben verbliebenen Reste davon mit heißer verdünnter Salpetersäure und läßt diese zu der Lösung laufen. Die Quecksilberoxydfällung löst sich in der zu diesem Zwecke erforderlichen Salpetersäuremenge im allgemeinen sofort auf, anderenfalls muß die Auflösung durch Erwärmen vervollständigt werden. Bei kleinen Wismutmengen kann die Lösung nunmehr mit etwa 5 ccm konzentrierter Schwefelsäure versetzt und so lange gekocht werden, bis dichte Schwefelsäurenebel auftreten. Nach dem Aufnehmen mit Wasser (Aufkochen und Abkühlen der Flüssigkeit) ist dann ohne weiteres die kolorimetrische Jodidprobe möglich. Bei Anwesenheit von größeren Wismutmengen, die auf diesem Wege nicht mehr bestimmt werden können, wird folgendermaßen verfahren:

Man löst den Quecksilberoxydniederschlag wie oben in heißer Salpetersäure (D 1,2) und richtet es dabei so ein, daß die Lösung etwa 10 ccm freie Säure obiger Konzentration in einem Volumen von etwa 100 ccm aufweist. Die Lösung wird zum Sieden erhitzt und in der Siedehitze unter stetem Umschwenken tropfenweise mit 20 ccm einer 5proz. Lösung von Ammoniumphosphat (2 bas.) gefällt. Nach dem Erkalten wird der Niederschlag des Wismutphosphates auf einem dichten Filter gesammelt, mit kaltem Wasser gut ausgewaschen und im gewogenen Tiegel verascht. Die Trennung des Wismuts vom Quecksilber und seine Abscheidung als Phosphat ist unter diesen Bedingungen vollständig.

Das hier beschriebene Verfahren wurde sowohl für die Ermittlung kleinster als auch für die Bestimmung größerer Wismutmengen und ihre Trennung von Blei als zuverlässig befunden. Der Nachweis hierfür wurde durch die Analyse von Lösungen reinsten wismutfreien Bleinitrates, denen wechselnde Mengen einer salpetersauren Lösung von Wismut zugesetzt waren, erbracht. So wurden folgende Versuche angestellt:

Versuch 1: Angewandt 8 g Bleinitrat + 0,0003 g Wismut.

Gefunden 0,0003 g Wismut (auf kolorimetrischem Wege ermittelt).

Versuche 2: Angewandt 8 g Bleinitrat + 0,0010 g Wismut.

Gefunden 0,0010 g Wismut (ermittelt wie oben).

Versuche 3: Angewandt 8 g Bleinitrat + 0,0025 g Wismut.

Gefunden 0,0025 g Wismut (in einem aliquoten Lösungsanteil ermittelt wie oben).

Versuch 4: Angewandt 8 g Bleinitrat + 0,0498 g Wismut.

Gefunden 0,0496 g Wismut (als Phosphat gewogen).

Versuch 5: Angewandt 0,0510 g Blei (als Nitrat) + 0,0498 g Wismut.

Gefunden 0,0512 g Blei, 0,0498 g Wismut. (Hierbei wurde das Blei aus dem Filtrat vom Quecksilberoxydniederschlag durch Abscheiden als Sulfat ermittelt, Wismut als Phosphat abgeschieden.)

Digitized by Google

Es ist zu bemerken, daß bei der Analyse von Bleiproben nach dem Quecksilberoxydverfahren auf gegebenenfalls vorhandenes Antimon und Arsen Rücksicht genommen werden muß. Wie beobachtet wurde, kann sich, sofern die Bleiprobe antimon- oder arsenhaltig ist, unter den für die Quecksilberoxydfällung erforderlichen Bedingungen Bleiantimonat, bzw. Bleiarsenat bilden, so daß der Quecksilberoxydniederschlag dann stets Blei festhält. Diese Bleisulfatmenge dürfte aber gewöhnlich so gering sein, daß die Genauigkeit der kolorimetrischen Wismutbestimmung dadurch nicht beeinträchtigt wird. Bei den mit reinem Bleinitrat angestellten Versuchen 1 bis 5 wurden niemals auch nur Spuren von Blei im Quecksilberoxydniederschlage nachgewiesen. Bei einer Kritik des Verfahrens müßte also auf den hier beschriebenen Einfluß des Antimons und Arsens zu achten sein. Es ist ferner erforderlich, daß das zur Verwendung gelangende Quecksilberoxyd völlig wismutfrei ist, wovon man sich leicht durch die kolorimetrische Probe überzeugen kann.

Aus den oben angeführten Gründen müßte also, wenn eine handelsübliche Bleisorte nach dem hier beschriebenen Verfahren auf ihren Wismutgehalt untersucht werden soll, auf etwa vorhandenes Antimon und Arsen Rücksicht genommen werden. Da auch gegebenenfalls vorliegendes Zinn sich im Quecksilberniederschlag vorfindet, so wird gewöhnlich eine Trennung dieser Metalle vom Wismut erforderlich sein. Diese Trennung kann im Anschluß an das seinerzeit vom Verfasser mitgeteilte Verfahren für die Bestimmung kleiner Antimonmengen im Kupfer[1], welches sich auch für die Untersuchung von Blei als brauchbar erwiesen hat, leicht bewirkt werden. Der in einer schwach salpetersauren Lösung erzeugte Niederschlag von Mangandioxydhydrat scheidet nämlich auch hier die gesamte Menge von Antimon, Zinn und Wismut ab, während nur eine ganz geringe Menge Blei mitgefällt wird.

Bei der Untersuchung antimon-, arsen- und zinnhaltigen Bleies verfährt man somit wie folgt: Man löst die Bleiprobe in der eben hinreichenden Menge Salpetersäure und versetzt die Flüssigkeit zur Neutralisation, ohne Rücksicht auf eine etwa vorhandene Trübung, in einem Volumen von etwa 150 ccm so lange mit Sodalösung, bis Bleikarbonat ausfällt. Diesen Niederschlag löst man in verdünnter Salpetersäure eben wieder auf, wobei man darauf achtet, daß die Lösung nur geringe Mengen freie Salpetersäure enthält, da sonst die Fällung des Wismuts mit Mangandioxydhydrat nicht ganz vollständig ist. Durch Verwendung eines Indikators beim Ansäuern (Methylorange) ist das leicht zu erreichen. Nunmehr wird mit einer 5proz. Manganonitratlösung (6 ccm) und einer n-Kaliumpermanganatlösung (4 ccm) der Braunsteinniederschlag erzeugt. Er wird abfiltriert und in Salzsäure unter Wasserstoffsuperoxydzusatz, nötigenfalls durch kochende Bromsalzsäure, wieder aufgelöst; in diese Lösung wird nach dem Abstumpfen mit Ammoniak Schwefelwasserstoff eingeleitet. Aus der Fällung werden die Sulfide von Zinn, Antimon und Arsen mit Schwefelnatrium herausgelöst; die verbleibenden Sulfide des Wismuts und des durch das Mangandioxyd mitgefällten Bleies werden in einem Erlenmeyer-Kolben von 300 ccm Inhalt so lange mit Salzsäure gekocht, bis sie vollständig in Lösung gegangen sind und diese Lösung ein Volumen von nur wenigen Kubikzentimetern erreicht hat. Nunmehr wird unter wiederholtem Zugeben kleiner Mengen von konzentrierter Salpetersäure weiter erhitzt, bis keine Nitrosylchloriddämpfe mehr beobachtet werden können und somit alle Salzsäure ausgetrieben ist, wobei wieder die Menge der freien Säure auf nur wenige Kubikzentimeter beschränkt bleiben muß. Mit der auf diese Weise erzielten schwefelsäure- und salzsäurefreien salpetersauren Lösung von Blei und Wismut kann nun die oben beschriebene Quecksilberoxydfällung vorgenommen werden.

Bei weiteren Versuchen mit dem hier beschriebenen Verfahren wurde beobachtet, daß sich auch, wie zu erwarten war, andere Metalle, z. B. Kupfer und Silber, auf diesem Wege von Wismut trennen lassen. Über die Ergebnisse dieser Untersuchungen, insbesondere über die Anwendbarkeit des Verfahrens für die Prüfung von Handelskupfer auf Wismut und von Handelswismut auf Blei, wofür in der Literatur keine zuverlässigen Methoden angegeben sind, wird später zu berichten sein.

Zusammenfassung.

Wird eine schwach salpetersaure Lösung von Blei und Wismut mit einem Überschuß von frisch gefälltem Quecksilberoxydschlamm gekocht, so scheidet sich, wenn man die hier beschriebenen Bedingungen einhält, das gesamte Wismut als basisches Nitrat ab, und es gelingt auf diese Weise, durch einmalige Fällung das Wismut vom Blei zu trennen und hierbei auch die kleinsten Wismutmengen in leicht filtrierbarer Form zu gewinnen.

Bei der Ausführung der für diese Arbeit erforderlichen zahlreichen Versuche hat mir Fräulein K. Troschke wertvolle Hilfe geleistet; ich danke ihr dafür auch an dieser Stelle.

[1] Z. analyt. Chem. Bd. 74, S. 33. 1928.

Druck der Spamerschen Buchdruckerei in Leipzig.
Printed in Germany.

Digitized by Google

Der Temperguß. Ein Handbuch für den Praktiker und Studierenden. Von Dr.-Ing. **Emil Schüz** und Dr.-Ing. **Rudolf Stotz.** Mit 366 Abbildungen im Text und auf drei Tafeln. VII, 390 Seiten. 1930. Gebunden RM 39.—

Edelguß. Eine Sammlung einschlägiger Arbeiten. Im Auftrage der Edelgußverband G. m. b. H. herausgegeben von Dipl.-Ing. **G. Meyersberg.** Zweite, umgearbeitete und vermehrte Auflage von „Perlitguß". Mit 129 Textabbildungen. V, 170 Seiten. 1929. RM 11.—; gebunden RM 12.50

Hochwertiger Grauguß und die physikalisch-metallurgischen Grundlagen seiner Herstellung. Von Dr.-Ing. **Eugen Piwowarsky,** o. Professor der Eisenhüttenkunde an der Technischen Hochschule Aachen. Mit 297 Textabbildungen. V, 336 Seiten. 1929. Gebunden RM 42.—

Sintern, Schmelzen und Verblasen sulfidischer Erze und Hüttenprodukte. Die unmittelbare Verhüttung sulfidischer Erze und Hüttenprodukte sowie Richtlinien für Bau und Betrieb der erforderlichen Agglomerationsanlagen, Schachtöfen und Konvertoren. Von Dr. phil. **Ernst Hentze,** Hüttenbetriebsingenieur. Mit 104 Textabbildungen. VII, 405 Seiten. 1929. RM 45—; gebunden RM 46.50

Das Elektrostahlverfahren. Ofenbau, Elektrotechnik, Metallurgie und Wirtschaftliches. Nach **F. T. Sisco,** „The Manufacture of Electric Steel", umgearbeitet und erweitert von Dr.-Ing. **St. Kriz,** Stahlwerksleiter im Stahlwerk Düsseldorf, Gebrüder Böhler & Co., A.-G. Mit 123 Textabbildungen. IX, 291 Seiten. 1929. Gebunden RM 22.50

Metallurgische Berechnungen. Praktische Anwendung thermochemischer Rechenweise für Zwecke der Feuerungskunde, der Metallurgie des Eisens und anderer Metalle. Von Professor **Jos. W. Richards,** Lehigh-Universität, South-Bethlehem, Pa. Autorisierte Übersetzung nach der zweiten Auflage von Professor Dr. B. Neumann, Darmstadt, und Dr.-Ing. P. Brodal, Christiania. XV, 599 Seiten. 1913. Unveränderter Neudruck 1925. Gebunden RM 24.—

Probenahme und Analyse von Eisen und Stahl. Hand- und Hilfsbuch für Eisenhütten-Laboratorien. Von Professor Dipl.-Ing. **O. Bauer** und Professor Dipl.-Ing. **E. Deiß.** Zweite, vermehrte und verbesserte Auflage. Mit 176 Abbildungen und 140 Tabellen im Text. VIII, 304 Seiten. 1922. Gebunden RM 12.—

Physikalische Chemie der metallurgischen Reaktionen. Ein Leitfaden der theoretischen Hüttenkunde. Von Professor Dr. phil. **Franz Sauerwald,** Breslau. Mit 76 Textabbildungen. X, 142 Seiten. 1930. RM 13.50; gebunden RM 15.—

Die Strichprobe der Edelmetalle. Von Dr.-Ing. **Karl Hradecky,** Oberbergrat. Mit 12 Abbildungen. V, 83 Seiten. 1930. RM 7.50

VERLAG VON JULIUS SPRINGER / BERLIN UND WIEN

Digitized by Google

Thermodynamik. Die Lehre von den Kreisprozessen, den physikalischen und chemischen Veränderungen und Gleichgewichten. Eine Hinführung zu den thermodynamischen Problemen unserer Kraft- und Stoffwirtschaft von Dr. **W. Schottky,** wissenschaftlichem Berater der Siemens & Halske A.-G., früher ordentlichem Professor für theoretische Physik an der Universität Rostock, in Gemeinschaft mit Dr. H. Ulich, Privatdozent und Assistent für physikalische Chemie an der Universität Rostock, und Dr. C. Wagner, Privatdozent und Assistent am Chemischen Laboratorium der Universität Jena. Mit 90 Textabbildungen und 1 Tafel. XXV, 619 Seiten. 1929. RM 56.—; gebunden RM 58.80

Elektrothermie. Die elektrische Erzeugung und technische Verwendung hoher Temperaturen. Vorträge von Fachleuten. Veranstaltet durch den Elektrotechnischen Verein E.V. zu Berlin, in Gemeinschaft mit dem Außeninstitut der Technischen Hochschule zu Berlin. Herausgegeben von Professor Dr. phil. **M. Pirani.** Mit 268 Abbildungen im Text. VIII, 293 Seiten. 1930. Gebunden RM 36.—

Brennstoff und Verbrennung. Von Professor Dr. **D. Aufhäuser,** Inhaber der Thermochemischen Versuchsanstalt zu Hamburg.

I. Teil: Brennstoff. Mit 16 Abbildungen im Text und zahlreichen Tabellen. V, 116 Seiten. 1926. RM 4.20

II. Teil. Verbrennung. Mit 13 Abbildungen im Text. IV, 107 Seiten. 1928. RM 4.20

Teil I und II in einem Band gebunden RM 10.—

Einführung in die technische Behandlung gasförmiger Stoffe. Von Dipl.-Ing. Dr. phil. **W. Bertelsmann** und Dr.-Ing. **F. Schuster.** Mit 288 Abbildungen im Text. X, 411 Seiten. 1930. RM 38.—; gebunden RM 40.—

Thermodynamische Grundlagen der Kolben- und Turbo-Kompressoren. Graphische Darstellungen für die Berechnung und Untersuchung. Von Oberingenieur **Ad. Hinz,** Frankfurt a. M. Zweite, verbesserte Auflage. Mit 73 Abbildungen und 20 graphischen Berechnungstafeln sowie 19 Zahlentafeln. VI, 68 Seiten. 1927. Gebunden RM 25.—

Der Verbrennungsvorgang im Gas- und Vergaser-Motor. Versuch einer rechnerischen Erfassung der einzelnen Einflüsse und ihres Zusammenwirkens. Von Dr.-Ing. **Wilhelm Endres.** Mit 29 Textabbildungen. V, 80 Seiten. 1928. RM 6.80

Bau und Berechnung der Verbrennungskraftmaschinen. Eine Einführung von Dipl.-Ing. **Franz Seufert,** Oberingenieur für Wärmewirtschaft. Sechste, verbesserte Auflage. Mit 105 Abbildungen im Text und auf 2 Tafeln. V, 145 Seiten. 1930. RM 4.80

Berechnung und Konstruktion der Dampfturbinen. Für das Studium und die Praxis. Von Dipl.-Ing. **C. Zietemann,** Professor an der Staatlichen Akademie für Technik in Chemnitz. Mit 468 Textabbildungen. XI, 452 Seiten. 1930. Gebunden RM 33.—

Der Wärme- und Kälteschutz in der Industrie. Von Privatdozent Dr.-Ing. **J. S. Cammerer,** Berlin. Mit 94 Textabbildungen und 76 Zahlentafeln. VIII, 276 Seiten. 1928. Gebunden RM 21.50

VERLAG VON JULIUS SPRINGER / BERLIN

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten

Sonderheft XIV:

Arbeiten aus dem **Staatlichen Materialprüfungsamt** und dem **Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung** zu Berlin-Dahlem

Inhalt

Kuntze, W. Elastische Messungen an Kupfer mittels Martensscher Spiegel.
Kuntze, W. Der Bruch gekerbter Zugproben.
Kuntze, W. Statische Grundlagen zum Schwingungsbruch.
Sieglerschmidt, H. Apparat zur Messung der Querschnittsänderungen belasteter Stäbe.
Kuntze, W. Kerbzähigkeit und statische Kennziffern.
Kuntze, W. Zur Festigkeit im Schraubengewinde.
Stamer, Johs. Die Kugeldruck-Härteprüfung von Holz.
Sieglerschmidt, H. Beitrag zur Erkenntnis der elastischen Eigenschaften der Leichtmetalle.
Kuntze, W. Kritische Kerbzähigkeitswerte.
Sieglerschmidt, H., und Johs. Stamer. Elastische Formänderungen gezogener Holzstäbe.
Kuntze, W. Die Bruchgefahr bei metallischen Werkstoffen.
Kuntze, W. Zur Deutung und Bewertung der Bruchdehnung bei Metallen.
Kuntze, W. Über die Kerbgefahr.
Kuntze, W., und G. Sachs. Der Fließbeginn bei wechselnder Zug-Druckbeanspruchung.
Kuntze, W. Berechnung der Schwingungsfestigkeit aus Zugfestigkeit und Trennfestigkeit.
Kuntze, W. Fragen der technischen Kohäsion.

Mit 135 Abbildungen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1930

Mitt. dtsch. Mat.prüfgsanst.

Preis RM 13.—

Digitized by Google

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten

Sonderheft XIV:
Arbeiten aus dem **Staatlichen Materialprüfungsamt** und dem
Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung zu Berlin-Dahlem

Inhalt

		Seite
Kuntze, W.	Elastische Messungen an Kupfer mittels Martensscher Spiegel	3
Kuntze, W.	Der Bruch gekerbter Zugproben	7
Kuntze, W.	Statische Grundlagen zum Schwingungsbruch	17
Sieglerschmidt, H.	Apparat zur Messung der Querschnittsänderungen belasteter Stäbe	22
Kuntze, W.	Kerbzähigkeit und statische Kennziffern	27
Kuntze, W.	Zur Festigkeit im Schraubengewinde	35
Stamer, Johs.	Die Kugeldruck-Härteprüfung von Holz	38
Sieglerschmidt, H.	Beitrag zur Erkenntnis der elastischen Eigenschaften der Leichtmetalle	40
Kuntze, W.	Kritische Kerbzähigkeitswerte	44
Sieglerschmidt, H., und Johs. Stamer.	Elastische Formänderungen gezogener Holzstäbe	58
Kuntze, W.	Die Bruchgefahr bei metallischen Werkstoffen	60
Kuntze, W.	Zur Deutung und Bewertung der Bruchdehnung bei Metallen	61
Kuntze, W.	Über die Kerbgefahr	71
Kuntze, W., und G. Sachs.	Der Fließbeginn bei wechselnder Zug-Druckbeanspruchung	77
Kuntze, W.	Berechnung der Schwingungsfestigkeit aus Zugfestigkeit und Trennfestigkeit	82
Kuntze, W.	Fragen der technischen Kohäsion	85

Mit 135 Abbildungen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1930

Digitized by Google

Digitized by Google

Elastische Messungen an Kupfer mittels Martensscher Spiegel.

Von W. Kuntze[1].

Einleitung.

Die Messung der elastischen Dehnung ist dort nicht schwierig, wo wir, wie meist bei Eisen, ein Gebiet proportionaler Längenänderung haben. Bei einem Werkstoff wie Kupfer werden aber die Dehnungswerte bei zunehmender Last für gleiche Laststufen immer größer, und selbst nach Ausscheidung aller plastischen Dehnungsanteile durch Vorbelastungen bleibt das Dehnungsdiagramm nicht nur gekrümmt (Hysterese), sondern je nach der Belastungszeit nimmt es eine andere Lage ein (elastische Nachwirkung). Diese Erscheinungen sind einer genauen Feststellung elastischer Dehnungsbegriffe, sei es der Längsdehnung bzw. des Elastizitätsmoduls oder der Querkontraktion sehr hinderlich; denn diese beiden Kennziffern sind keine Konstanten und müssen entsprechend ihrer Ermittlung genau definiert werden können. Also der Einfluß der Belastungszeit, des Grades der Hysterese, der Höhe der Prüfbelastung und etwaiger Vorausbelastungen des Werkstoffes muß bekannt sein. Und selbst wenn wir unter Beachtung dieser Einflüsse in der Lage wären, eine nach jeder Richtung bestimmt festgelegte Kennziffer für Längs- und Querdehnung zu ermitteln, so bleibt immer noch der Umstand hinderlich, daß ein mehrmals wiederholter Versuch unter gewissen, nicht bekannten Umständen immer wieder andere Werte ergibt. Dies mag bei Ermittlung einer der beiden Kennziffern für sich nicht so sehr ins Gewicht fallen, wohl aber für die genaue Ermittlung des sehr wichtigen Quotienten $\mu = \varepsilon_q/\varepsilon_l$ (Poissonsche Konstante), bei welcher zeitlich aufeinanderfolgende Messungen ein praktisches Erfordernis sind. Die Veränderlichkeit jeder der beiden Begriffe wäre auch dann nicht von so großer Bedeutung, wenn μ eine konstante Größe bliebe. Es wurde jedoch unter Zuhilfenahme eines verbesserten Apparates zur Messung der Querkontraktion gefunden, daß auch μ mit der Belastung veränderlich ist[2].

Um also ein Urteil über den Wert gemessener elastischer Kennziffern fällen zu können, ist es notwendig, durch systematische Dehnungsmessungen, zunächst für die Längsdehnung, die genannten Einflüsse ihrer Größe nach zu erkennen und nach ihrer Ausscheidung zu trachten.

Untersucht wurde der Einfluß:

1. der zeitlichen Nachwirkung und Hysterese;
2. der Prüfbelastung und der damit verbundenen plastischen Reckungen;
3. der Zeit auf die unbelastete Probe (Ablagerung).

1. Die Versuche wurden auf einer 10 t-Zerreißmaschine von Mohr & Federhaff mit Laufgewichtswaage durchgeführt und die Dehnungswerte mittels Martensscher Spiegelapparate gemessen. Hierbei betrug die Meßlänge 10 und 15 cm. Der geglühte Kupferstab hatte zu Beginn einen Durchmesser von 16 mm bei einer Versuchslänge von 220 mm. Für die Einspannung war der Stab mit Gewindeköpfen versehen.

Der allgemeine Versuchsverlauf sei an Abb. 1a erörtert. An der Stelle B des Dehnungsdiagrammes sei der Stab mit P kg belastet. Diese Last sei so lange konstant erhalten, bis bei C ein auffälliges Nachdehnen nicht mehr stattfindet. Bleibt nun nach dem Entlasten bis D die Probe längere Zeit ruhen, so verläuft das Diagramm von D nach E. Eine Wiederbelastung ergibt den Kurvenverlauf $EC'F'G$. Der Kurventeil CDE stellt mithin eine elastisch rückgängige Bewegung dar, bei welcher bleibende Dehnungen eliminiert sind. Die Frage, ob der elastische Weg CD (oder CDE) für eine für alle Zustände (Belastungen, Reckungen usw.) vergleichbare Ermittlung des Elastizitätsmoduls herangezogen werden darf, ist jedoch zunächst völlig ungeklärt. Sowohl der längere Zeit erfordernde Rückgang von D nach E im entlasteten Zustand als auch — trotz vorheriger Auswirkung der Last — das Auftreten noch weiterer plastischer Reckungen $C'F'$ nach vorangehender Entlastung und darauffolgender Wiederbelastung schon unter kleinerer Last als P kg und bei viel kürzerer Belastungszeit als zuletzt bei C, lassen vermuten, daß der elastische Kurvenzug CD an seinen Enden durch unübersehbare Nachwirkungen veränderlich ausfallen kann.

Es wurden diese Verhältnisse an den Kurvenzügen der Abb. 1b näher untersucht. Das plastische Spannungs-Dehnungsdiagramm $B'C$ (5% Reckung) wurde nach nicht genügender Auswirkung der Last $P = 2350$ kg bei C durch Ent- und Belastungen zunächst in die Schleifen I und II übergeführt. Die Belastungsgeschwindigkeit des Schleifenzuges betrug 200 kg/min. Bei F wurde die Probe einer längeren Auswirkung der konstanten Last P unterworfen. Die dabei auftretende Nachreckung $C'FG$ (C' liege senkrecht unter C) wurde in einem Zeit-Dehnungsbild (Abb. 1c) Kurvenzug II) zur Darstellung gebracht. Hier sind die entsprechenden Buchstaben- und Zahlenbezeichnungen wie in Abb. 1b gewählt. Derselbe Vorgang wurde noch zweimal wiederholt (Kurve III, IV und V, VI in Abb. 1b), wobei die Probe um $G'KL$ bzw. $L'\supset R$ weiterreckte. Die entsprechenden Zeiten für die Nachreckungen sind wiederum aus den Kurven IV und VI in Abb. 1c zu entnehmen. Die jedesmaligen Nachreckungen, die unter einer geringeren Last als

[1] Original: Meßtechnik Bd. 4, S. 231—236. 1928.
[2] Die Versuche sind noch nicht abgeschlossen.

Digitized by Google

$P = 2350$ kg entstanden ($C'F$; $G'K$; $L'O$), sind im Zeit-Dehnungsbild stark gezeichnet. Eine jede Entlastung erzeugt mithin einen unausgeglichenen Spannungszustand,

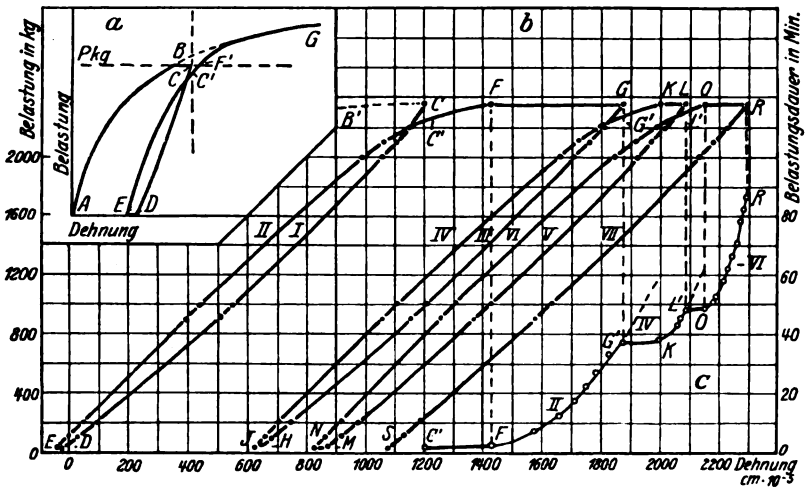


Abb. 1. Einfluß der Entlastungen auf den weiteren Dehnungsverlauf.

welcher beim Wiederbelasten die Weiterreckung dergestalt begünstigt, daß schon unter geringerer Last als P die Reckungen in auffallend kürzeren Zeitabschnitten erfolgen, als wenn die Entlastung gar nicht stattgefunden hätte[1].

Nach den Entlastungen waren die rückgängigen Nachreckungen DE, HJ (Abb. 1b) verhältnismäßig gering, der Ausgleich war schon nach 6 bzw. 12 Minuten so weit vorhanden, daß eine Störung des Versuchs nicht mehr stattfand. Die rückgängige Nachreckung MN, die während einer eintägigen Auswirkung auftrat, war zu $^8/_{10}$ ihres Wertes durch einen festgestellten Temperaturabfall erzeugt worden, sie wäre also ohne Temperatureinfluß auch so gering gewesen.

Für unsere Untersuchungen ist nun von Bedeutung, wie die Nachreckungen und Entlastungen auf die Größe der elastischen Dehnungen einwirken. Zu diesem Zweck wurden zur besseren Anschauung die Belastungskurven II, IV, VI aus der Abb. 1b in ihrem unteren Fußpunkte, alle Entlastungskurven I, III, V, VII in ihrem oberen Endpunkte in Abb. 2a bzw. 2b zusammenfallend dargestellt[2], und es zeigt sich:

Daß die Belastungskurven II, IV, VI in Abb. 2a in ihrem unteren Abschnitt (etwa 2 Drittel ihrer Höhe) sich vollständig decken, also die mehr oder weniger vollständige Auswirkung und die vorangehenden Entlastungen auf den unteren Teil der Kurve nicht von Einfluß sind. Die Abweichungen, auch die stärksten, infolge nicht genügender Auswirkung, beschränken sich nur auf das obere Drittel, da hier die schon beschriebenen Nachreckungen auftreten, die beim Entlasten Reste ergeben. Die Entlastungskurven I, II, V, VII decken sich in Abb. 2b unter dem Einfluß der Nachwirkungen nicht, insbesondere streuen I, III, V sehr, während V und VII schon nahe aneinandergerückt sind. Die Tangente im oberen Ende von VII verläuft parallel der Tangente im unteren Ende aller aufsteigenden Kurven[1]. Es läßt sich daher der obere Teil der Kurve VII mit dem unteren Teil der Kurven II, IV, VI zur Deckung bringen, wenn Kurve VII umgekehrt in die Abb. 2a (gestrichelt) eingezeichnet wird.

Als wichtigstes Ergebnis dieser Untersuchung läßt sich zusammenfassen, daß auch die rückgängigen elastischen Werte, bei denen ja alle Reste ausgeschieden sind, sehr unübersehbar sind oder wegen zeitlicher Nachwirkungen zumindest sehr zeitraubend zu ermitteln sind, falls man mit der Belastung nicht genügend weit (etwa 1 Drittel) unterhalb der vorher erreichten maximalen Belastung (jeweilige Streckgrenze) im plastischen Dehnungsschaubild verbleibt.

Anders verhalten sich Schleifen, deren Höhe nur etwa 2 Drittel bis 3 Viertel der vorangegangenen maximalen Belastung beträgt. Sie sind geschlossen, d. h. die Entlastungskurve geht durch den Ausgangspunkt der Belastungskurve Abb. 2a. Die Gestalt der Entlastungskurve ist dadurch gekennzeichnet, daß die im oberen Umkehrpunkt an diese gelegte Tangente parallel der Tangente im Ausgangspunkt der Belastungskurve läuft.

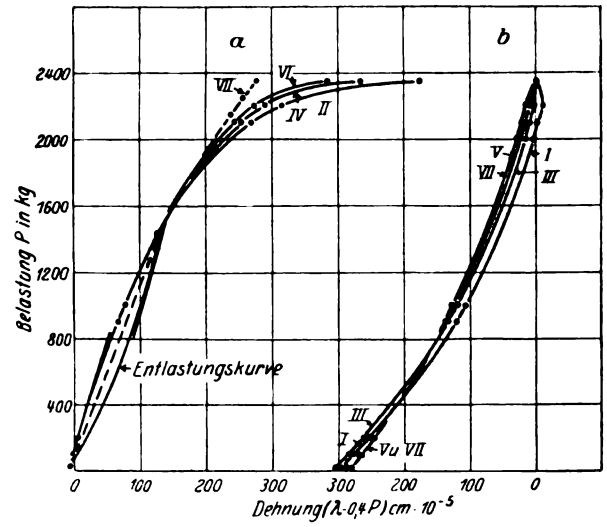


Abb. 2. Einfluß der zeitlichen Nachwirkung auf Ent- und Belastungskurven nach wiederholten Entlastungen.

Die vorangehende Untersuchung hatte den Zweck, diejenigen Belastungsbereiche zu ermitteln, innerhalb welcher für alle Reckgrade die elastischen Werte vergleichbar, also durch Nachwirkungen nicht gestört sind. Es wurde gefolgert, daß zur Ermittlung von α_0 (Dehnungs-

[1]) Vgl. S. Berliner: Über das Verhalten des Gußeisens bei langsamen Belastungswechseln. Leipzig 1906, Joh. Ambr. Barth. S. 51.

[2]) Es wurde hier eine Differenzendarstellung gewählt, bei welcher in Richtung der Abszissenachse (λ—0,4 P) cm 10^{-5} aufgetragen wurde, um die sehr kleinen Unterschiede der einzelnen Kurven deutlich hervortreten zu lassen.

[1] Nach Körber und Rohland (Mitt. K. W. I., Düsseldorf, Bd. 5, S. 48. 1924) ist nicht die Tangente im oberen Umkehrpunkt parallel mit der Anfangstangente, sondern in einem tiefer liegenden Punkte „neutraler Spannung". Dies dürfte nur bei nicht völliger Auswirkung der Last der Fall sein.

Digitized by Google

zahl bei einer unendlich kleinen Anfangslast)[1] sowohl die Tangente im Fußpunkte als auch die mit ihr parallel verlaufenden Tangenten[2] in oberen Umkehrpunkten (falls die Schleifenbelastungen weniger als etwa 2 Drittel bis 3 Viertel der Recklast betragen) Verwendung finden können. Für höhere Belastungen (bei denen a aus der Sehne errechnet wird) konnten die rückgängigen elastischen Werte nur aus den Entlastungskurven von solchen Schleifen entnommen werden, deren Höhe in Richtung der Ordinate im Diagramm auch nur etwa 2 Drittel oder 3 Viertel der vorangehenden Recklast beträgt. Auf diese Weise wurden Nachwirkungseinflüsse ausgeschaltet. Es zeigten sich aber hin und wieder auch hier noch geringfügige plastische Reste infolge Liegenlassens der Probe in entlastetem Zustand nach der vorangehenden Reckung, die aber auf den Verlauf der Entlastungen wegen ihrer Geringfügigkeit keinen praktischen Einfluß ausübten. Diese wurden während des Versuchs nach Auswirkung der Last, was meist nur einige Minuten in Anspruch nahm, ausgeschieden.

Da bei der Anwendung von Feinmeßgerät die kleinen Dehnungsmessungen bei den beginnenden niedrigen Laststufen zu Ungenauigkeiten Anlaß geben, wurden zur Kontrolle und Mittelbildung die kleinen Entlastungsstufen an den Umkehrpunkten der Schleifen wegen der Parallelität der Tangenten mit herangezogen, und zwar wurden sowohl diese als auch die untersten Belastungswerte bei jeder neuen Laststufe ermittelt, so daß eine große Anzahl Werte zur Mittelbildung für die erste kleine Last vorhanden war.

Wir haben nunmehr die zeitliche Nachwirkung völlig ausgeschieden und erhalten durch Be- und Entlastung eine nach Abb. 2a in sich geschlossene Schleife, deren eingeschlossener Flächeninhalt dem Grade der Hysterese entspricht („Reine" Hysterese). Die Dehnungen sind also völlig umkehrbar, so daß trotz Hysterese vollständige Elastizität vorhanden ist.

2. Mit Hilfe dieser Feststellung läßt sich nun leicht ermitteln, wie sich die Krümmung der Dehnungskurve bei steigender Belastung quantitativ auf α auswirkt, und wie diese Verhältnisse wiederum sich bei verschiedenen Reckgraden ändern. Diese Frage ist wichtig, um überhaupt zu wissen, was man bei einem zu untersuchenden Stabe mißt, weil wir bei Spiegelmessungen praktisch auf höhere Versuchslasten angewiesen sind und um eine klare Definition der gemessenen Werte geben zu können.

36 Versuchsreihen bei 23 Reckgraden ergaben, daß α — immer im Bereich der „reinen" Hysterese festgestellt — stets linear mit der Spannung verlief[3], daß aber das Maß der linearen Zunahme von α bei abnehmender Hysterese geringer wurde[4]. Die Hysterese nahm ihrerseits mit zunehmender Reckung ab. Die Abnahme war bei noch kleinen Reckungen beträchtlich, bei größeren Reckungen geringer. Ebenfalls nahm die absolute Größe von α (gleiche Prüfspannung vorausgesetzt) bei kleinsten Rekkungen sehr stark zu, bei größeren aber wieder ab.

Die Einflüsse von Spannung, Reckung, Hysterese sind also immerhin noch so kompliziert, daß es sich empfiehlt, den aus verschiedenen, mit steigender Belastung gefundenen Versuchswerten extrapolierten Wert für die Spannung 0 zu ermitteln. Man hätte alsdann die Beeinflussung der Prüfspannung und Hysterese ausgeschieden und einen Elastizitätswert erhalten, welcher nur dem vorhandenen Reckgrad entspricht. Die Extrapolation wird durch die geradlinige Beziehung erleichtert. Dieser extrapolierte Wert müßte dann dem Wert nahekommen, der aus Erwägungen physikalischer Natur bei sehr kleinen Belastungen mit Hilfe anderer Meßmethoden ermittelt wurde (Kohlrausch, Grüneisen).

Die bisherigen Untersuchungen bezogen sich nur auf vorgereckte Proben, bei welchen wir trotz Hysterese wenigstens vollkommen rückgängige Dehnungswerte hatten. Aber wir stoßen auf neue Schwierigkeiten, wenn wir eine geglühte Probe zu untersuchen haben. Würden wir hier eine Vorbelastung vornehmen, so würden wir die elastischen Werte bei kleinster Reckung sofort erheblich verändern, was die Feststellung der eigentlichen Werte des Stoffes zur Unmöglichkeit macht. Es entsteht nun die Frage, ob es überhaupt möglich ist, den scheinbar ausgezeichneten Wert α_0 für den geglühten Stoff einwandfrei zu bestimmen; denn wir wissen, daß α_0 nur durch Extrapolation gefunden werden kann und daß die Versuchswerte, aus denen α_0 extrapoliert wird, unter Belastungen beobachtet werden, bei denen schon bleibende Reste auftreten. Und wir wissen weiter, daß schon nach den geringsten plastischen Verformungen α unverhältnismäßig schnell wächst, also immer zu groß ermittelt wird. Um eine sinngemäße Extrapolation zu ermöglichen, wurde folgendermaßen vorgegangen: Die geglühte Probe erhielt zunächst keinerlei Vorbelastung, jeder Belastungsstufe beim Versuch ging mithin nur die vorangehende Belastungsstufe voraus, die jedesmal geringer war als die eigentliche. Es entsprechen bei diesem Versuchsverfahren die Versuchswerte zwar nie dem geglühten Stoffe, sondern immer dem schon geringfügig durch die vorangehende Belastungsstufe gereckten Stoffe. Da aber unter diesen Bedingungen bei unendlich kleinen Lasten auch die vorangehende Vorlast, also auch die Reckung, unendlich klein ist, so strebt die gefundene α-Linie dem wirklichen α_0-Wert zu, d. h. die Extrapolation ergibt den richtigen Wert für α_0 des geglühten Stoffes.

3. Vom Standpunkt der Meßmethodik aus ist nun noch zu untersuchen, ob die elastischen Eigenschaften der unbelasteten Probe durch Lagern Veränderungen unterworfen sind, welche die Messungen beeinflussen oder stören könnten. Es wurde in Übereinstimmung mit den Bauschingerschen Versuchen (1881) gefunden, daß unmittelbar nach dem Recken ein solcher Einfluß immerhin so erheblich ist, daß zeitlich hintereinanderliegende Beobachtungen streuen. Es empfiehlt sich daher, nach dem Recken einen Tag mit der Ausführung der Messung zu warten. Man hat dann zwar nicht mehr den

[1] Dehnungszahl $\alpha = 1/E$ (nach v. Bach); E = Elastizitätsmodul. Die Dehnungszahl α gibt die Dehnung für die Spannungseinheit an, also $\alpha = \varepsilon/\sigma$, worin ε die Verlängerung der Längeneinheit bedeutet, also $\varepsilon = \lambda/l$ (λ = Längenänderung der Meßlänge l).

[2] Dies trifft nur bei gereckten, nicht aber, wie sich später herausstellte, bei gereckten und darauf getemperten Proben zu.

[3] Oberhalb dieses Gebietes nahm α, getrübt durch Nachwirkungen, mehr als proportional zu.

[4] W. Kuntze: Mitt. Materialpr.-Amt und dem K. W. I. für Metallforschung, Sonderheft 5, 1928; Z. Metallkunde, Heft 4, S. 145. 1928.

Digitized by Google

Zustand unmittelbarer Reckung, sondern einen geringen Alterungseinfluß, der aber unter genannten Umständen nur etwa 1 bis 2% Abnahme von α ausmacht und den man mit Rücksicht auf die bessere Meßmöglichkeit in Kauf nehmen muß. Hierdurch wiederauftretende bleibende Dehnungsreste können durch nicht zu hohe Vorbelastung ausgeschieden werden.

Wird der Alterungsprozeß künstlich durch Erwärmen bei geringen Temperaturen (die unter der Rekristallisationstemperatur liegen müssen) gefördert, so haben wir erheblich stärkere Einflüsse[1]. Wir haben alsdann, wie

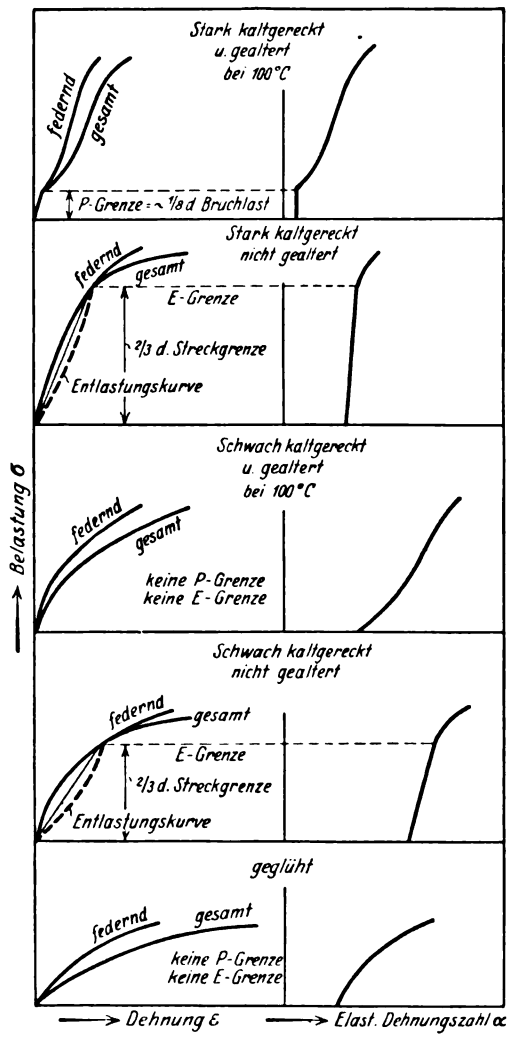


Abb. 3. Zusammenstellung von Kurven der Dehnungen und elastischen Dehnungszahlen verschieden vorbehandelter Zugstäbe.

die Versuche ergaben, nach kleinen Reckungen auch keine lineare Beziehungen zwischen α und σ mehr, was die Ermittlung der Extrapolationswerte zwar etwas erschwert, ihr aber nicht im Wege steht. Gehen größere Reckungen voran, so kann, wenigstens bis zu gewissen, nicht sehr hohen Belastungen, das Hookesche Gesetz Gültigkeit haben, d. h. α bleibt konstant und ε ist proportional σ.

[1] J. Muir: Recovery of Iron from Overstrain, Philos. Trans. Roy. Soc., London, Vol. 193. 1900; J. Muir: Tempering of Iron hardened by Overstrain, Philos. Trans. Roy. Soc., Vol. 198. 1902; J. A. van den Brock: The Effects of Cold-Working on the Elastic Properties of Steel. J. Iron Steel Inst. London May 1918.

Die Abb. 3 gibt zur Anschauung ein Schema der gefundenen ε- und α-Linien bei den verschiedenen bisher beschriebenen Zuständen. Die aus den α-Linien zu extrapolierenden α_0-Werte, sowie auch α-Werte, die bei gleichen Spannungen ermittelt wurden, sind in Abb. 4 ihrer Größenordnung nach wiedergegeben. Die Werte der bei 100°C gealterten Proben (Kurven *t*) liegen erheblich unter denjenigen der gereckten (Kurven *r*), jedoch hat bei geringem Reckgrad das Altern keine so erhebliche Einwirkung.

Der Einfluß des Kaltreckens zeigte sich innerhalb des Gebietes „reiner" Hysterese darin, daß

1. α_0 (oder α bei gleich hohen Belastungsspannungen) mit dem Reckgrade veränderlich wurde und vornehmlich zwischen 3% und 41% vorangegangener Reckung abnahm.

2. α mit der Belastungsspannung proportional aber je nach dem Grade der vorherigen plastischen Verformung verschieden stark anwuchs.

Diese beiden Erscheinungen a) die Verminderung von α mit der Verformung und b) die Vergrößerung mit der Spannung scheinen sich etwa nach Abb. 5 zu der Kurve c zu summieren, deren Gestalt den Versuchsergebnissen nach Abb. 4 entspricht. Diese Veränderlichkeit von α tritt nur in gleichzeitiger Verbindung mit Hysterese auf, die zuerst stärker als die Reckung, dann (von 3 bis 41% Reckung) etwa proportional der Reckung abnahm.

Wir haben es allem Anschein nach mit vorgetäuschten Elastizitätserscheinungen zu tun, sobald ein Stoff kalt gereckt worden ist. Ein gereckter Stab beherbergt verborgene Spannungen, die mit der Verformung naturgemäß zunehmen. Diese verborgenen Spannungen dürften den Anteil der Kurve b in Abb. 5 erzeugen. Die zunächst noch unübersehbar versteckten Spannungseinflüsse täuschen Elastizitätszahlen vor, die dem Stoffe eigentlich nicht entsprechen. Durch Anlassen[1] werden diese Spannungen beseitigt oder vermindert, ohne daß die Festigkeitseigenschaften leiden, und α wird um einen entsprechenden Anteil, den die beseitigten Spannungen hervorriefen, erniedrigt. Gleichzeitig gewinnt, wenigstens wenn eine große Reckung voranging, das Hookesche Gesetz für den neuen Zustand Gültigkeit, so daß die Annahme naheliegt, daß Hysterese durch verborgene Spannungen hervorgerufen wird, die ihrerseits ja nur bei plastischer Verformung entstehen. In der Tat wurden nach dem Anlassen bei 100° C durch erneutes, äußerst geringes Recken um 0,005% die Spannungen wieder hervorgerufen, und die Hysterese erschien sofort wieder. Aus dem Diagramm kann entnommen werden, daß das Hookesche Gesetz, wie aus der Kontinuität der Kurven hervorgeht, wahrscheinlich nur einen Grenzfall geringster Veränderlichkeit von α mit der Versuchsspannung darstellt.

Es erscheint somit in Frage gestellt, ob das ermittelte α gereckter und nicht gealteter Proben überhaupt einen Sinn hat, da die genannten zusätzlichen Veränderungen der eigentlichen Elastizitätswerte infolge innerer Span-

[1] E. Heyn: Mitt. Kgl. Materialpr.-Amt 1917; G. Masing und C. Haase: Wissensch. Ver. Siemens-Conz. Bd. 3, 2, S. 22—38. 1924.

Digitized by Google

nungen vorhanden sind. Das sind jedoch Fragen spezieller praktischer Erwägungen.

Zwei ausgezeichnete Werte fallen in Abb. 4 gewissermaßen als Sammelpunkte für eine Reihe von Kurven auf. Erstens, das α_0 des geglühten Stoffes, welcher weder ein Proportionalitätsgebiet, noch überhaupt ein elastisches Verhalten zeigt, und zweitens, das α eines bis zur Bruchlast gereckten und dann gealterten Stoffes, welcher Proportionalität, also bis zu einer bestimmten Belastungsgrenze reine Elastizität aufweist.

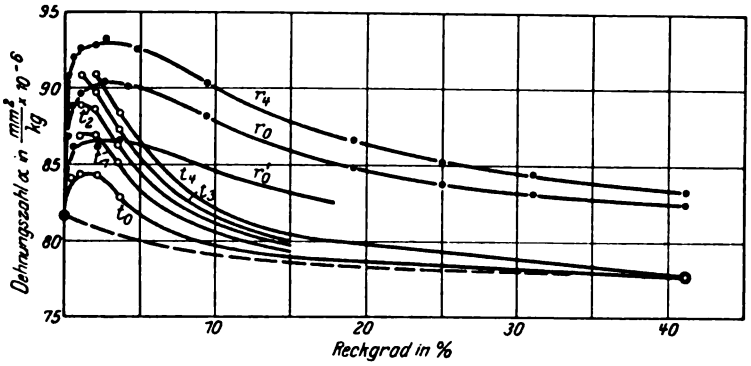


Abb. 4. Übersicht der Veränderlichkeit der elastischen Dehnungszahl α durch Recken und Altern. r gezogen, 400° geglüht, gereckt und 24 Stunden gelagert, r' 2,74% gereckt, 650° geglüht, gereckt und 24 Stunden gelagert, t gereckt und 24 Stunden bei 100° gealtert. Index 0 bis 4 = Versuchsspannung in kg/mm².

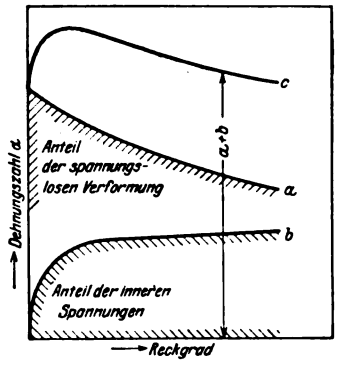


Abb. 5. Einfluß von spannungsloser Verformung und von inneren Spannungen auf die elastische Dehnungszahl α.

Die sinngemäß eingefügte Verbindungslinie beider Punkte (gestrichelt gezeichnet) dürfte die wahren Elastizitätseigenschaften des Kupfers kennzeichnen.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß unmittelbare Messungen elastisches Werte mittels Spiegelapparate bei Kupfer, zwecks Ermittlung elastischer Kennziffern, keinen Erfolg versprechen, da eine Reihe von Erscheinungen auf die Werte veränderlich einwirkt.

Die elastische Nachwirkung tritt im Gebiet zu hoher Prüfbelastung auf und läßt sich durch geeignete Wahl der Belastungsgrenzen umgehen.

Die Hysterese, die gereckten Stoffen eigen ist, wirkt sich nicht nur in einer Veränderlichkeit elastischer Werte mit der Prüfbelastung an sich aus, sondern bei verschiedenen Reckgraden auch in einer absoluten Veränderung dieser Werte bei gleicher Prüfspannung.

Die Einflüsse der Prüfbelastung, also auch der Hysterese, lassen sich durch Extrapolation der Messungen auf einen Wert, der einer unendlich kleinen Last entspricht, eliminieren.

Der verbleibende Einfluß der Hysterese auf die Extrapolationswerte, welcher den beim Recken entstandenen inneren Spannungen zuzuschreiben ist, kann wenigstens bei stark gereckten Proben durch künstliches Altern (Anlassen) beseitigt werden, wodurch, innerhalb begrenzter Belastungshöhe das Hookesche Gesetz in Erscheinung tritt. Bei schwach gereckten Proben gelingt die völlige Beseitigung der inneren Spannungen durch künstliches Altern nicht.

Nur 2 Zustände können daher einwandfrei untersucht werden, weil sie keine störenden inneren Spannungen aufweisen: Erstens, die vollständig geglühte Probe in bezug auf den extrapolierten Wert für unendlich kleine Spannung. Zweitens die sehr stark gereckte und gealterte Probe, für die innerhalb eines geringen Belastungsgebietes das Hookesche Gesetz gilt. Die zwischen beiden Extremen liegenden wahren Werte, die durch Messung nicht genau zu fassen sind, liegen auf einer sinngemäß einzufügenden Verbindungslinie.

Der Bruch gekerbter Zugproben.

Von **W. Kuntze**[1].

Es ist bekannt, daß auch dehnbare Werkstoffe unter geeigneten Verhältnissen spröde Brüche aufweisen können. Die hierbei auftretende Festigkeit oder Trennkraft ist meist größer als die am Zugstabe unter üblichen Verhältnissen ermittelte Zugfestigkeit (σ_B). Für die Ermittlung dieser höchsten Trennkraft gibt es bisher weder ein gebräuchliches Verfahren, noch eine geeignete Probenform. Ludwik[2] tritt für ein Auseinanderhalten der Begriffe Zugfestigkeit und Reißfestigkeit ein und hat Zugproben, die mit Hilfe eines Sägeschnittes ringsum eingekerbt waren, benutzt, um das Wesen der Reißfestigkeit zu kennzeichnen. Auch in der vorliegenden Arbeit wurden ringsherum eingekerbte Zugproben von kreisrundem Querschnitt verwendet, um einen möglichst reinen Trennungsbruch zu erzeugen.

Es war beabsichtigt, mit sehr scharfer Kerbform und durch gesteigerte Einkerbungstiefe eine möglichst große Dehnungsverhinderung zu erreichen und den Grenzwert vollkommener Dehnungsverhinderung durch Extrapolation zu erfassen. Das Gebiet zwischen diesem Grenzfall der Bruchfestigkeit und der üblichen Bruchfestigkeit des Zugstabes gibt alsdann die gesamte Veränderungsmöglichkeit der Zugfestigkeit durch Gestaltsänderungen an.

[1] Original: Arch. Eisenhüttenwes. Bd. 2, S. 109—117. 1928/29.

[2] Ludwik: Z. V. d. I. Bd. 70, S. 379—386. 1926; Bd. 71, S. 1532—1538. 1927.

Digitized by Google

Probenform und Begriffsbestimmung der Trennfestigkeit.

Was die Formgebung der Einkerbung betrifft, so kamen für die Versuche nur symmetrische Formen in Betracht, und es schieden solche Kerben von vornherein aus, die an ihrer tiefsten Stelle eine Abrundung aufweisen, weil bei solchen Formen immer noch ein erhebliches Stabvolumen die Möglichkeit der Formänderung besitzt und das Kennzeichnende der Kerbwirkung verwischt wird. Man würde bei solchen Formen Übergänge zwischen den Ergebnissen des gewöhnlichen Zugversuches und einer ausschließlichen Kerbwirkung erhalten. Zudem sind sie nach ihrer Wirkungsart schwer begrifflich zu erfassen. Es wurden daher nur Kerben ohne Abrundung benutzt, d. h. solche, die im Profil winkelförmig sind. Diese Einkerbungen ließen sich unter Verwendung guter Drehstähle und bei ständiger Nachprüfung unter dem Mikroskop genau genug herstellen[1].

Für die Beurteilung der Auswirkung der Kerbwinkelgröße — ob stumpf oder spitz — auf die Kerbfestigkeit konnten die Versuche von Ludwik und Scheu[2] an

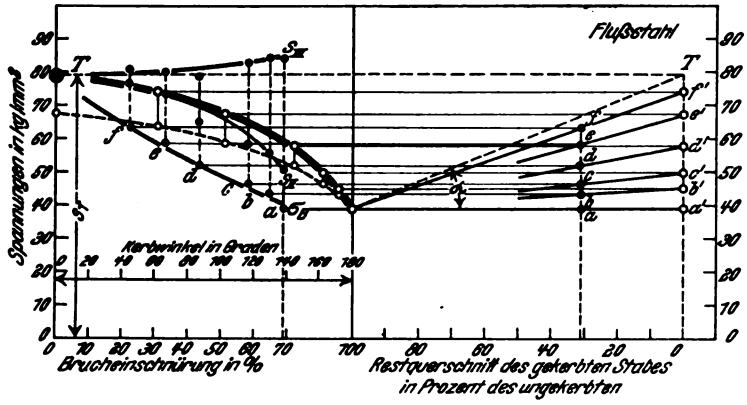


Abb. 1. Ermittlung der Trennfestigkeit s_T.

weichem Flußstahl ausgewertet werden. Es blieb mithin nur noch der Einfluß der Kerbtiefe bei gleichem Kerbwinkel zu untersuchen, und da dieser Einfluß sehr deutlich hervortrat, indem nämlich mit abnehmender Fläche des nach dem Eindrehen des Kerbes verbleibenden Restquerschnittes die auf diesen Querschnitt bezogene Festigkeit linear zunahm[3], so ließ sich auf Grund dieses Gesetzes und mit Hilfe der Versuche von Ludwik und Scheu mit verschieden scharfen Kerbwinkeln eine Festlegung des Begriffes derjenigen Trennkraft finden, die bei vollkommener mechanischer Dehnungsverhinderung auftritt. Abb. 1 möge dies erläutern.

Es bedeuten im folgenden sowohl für gekerbte als auch ungekerbte Zugstäbe:

σ_B die übliche auf den Ausgangsquerschnitt F_0 bezogene Zugfestigkeit;

s die wirkliche auf den jeweiligen Querschnitt F bezogene Spannung;

s_T die Trennfestigkeit;

0 den Index für den ungereckten Zustand;

I den Index für den Zustand der ersten bleibenden Dehnungen[1];

II den Index für den Zustand der Höchstlast (Zugfestigkeit)[1];

III den Index für den Zustand des Zerreißens (im Fließkegel)[1];

ψ die gesamte Brucheinschnürung in Prozent des Ausgangsquerschnitts F_0;

ψ_B die unter der Höchstlast erreichte Querschnittsverminderung (Gleichmaßverformung) in Prozent von F_0;

$\psi' = \frac{100\,(\psi - \psi_B)}{100 - \psi_B}$ die Fließkegeleinschnürung in Prozent des unter der Höchstlast erreichten Querschnittes F_{II};

δ_B die unter der Höchstlast erreichte Längsdehnung (Gleichmaßdehnung) in Prozent;

Ψ den Reckgrad bzw. Ziehgrad in Prozent des Ausgangsquerschnittes F_0;

Δ den Reckgrad in Prozent der ursprünglichen Länge.

Im linken Abschnitt des Schaubildes (Abb. 1) wurden die den Versuchen von Ludwik und Scheu entnommenen üblichen Zugfestigkeiten σ_B, die hinzugehörigen wirklichen, d. h. auf den jeweiligen Querschnitt bezogenen Spannungen s_{II} und die Reißfestigkeiten s_{III}, d. h. die wirklichen Spannungen im Augenblick der Trennung beider Stabhälften beim Zerreißen, in Beziehung zur Brucheinschnürung an der engsten Stelle der von den Verfassern mit *a* bis *f* bezeichneten Stabformen (mit immer schärferem Kerb) aufgetragen. Durch Extrapolation der drei Kurven σ_B, s_{II} und s_{III} bis zur Einschnürung 0 erhält man den gemeinsamen Schnittpunkt *T*, in dem die Spannungen σ_B, s_{II} und s_{III} zusammenfallen müssen. Die gestrichelte Kurve zeigt außerdem die Zunahme der Zugfestigkeit σ_B in Abhängigkeit von der Schärfe des Kerbwinkels zwischen den Grenzfällen von 180 (zylindrischer Zugstab) und 0° (unendlich scharfer Kerb).

Im rechten Abschnitt des Schaubildes wurde die in dieser Arbeit noch eingehend behandelte lineare Beziehung zwischen der Zugfestigkeit σ_B eingekerbter Proben und deren Kerbtiefe (als Restquerschnitt ausgedrückt) verwertet, um die σ_B-Werte von Ludwik und Scheu (für die Stabformen *b* bis *f*), die alle bei gleicher Kerbtiefe (31% verbleibenden Querschnitts) ermittelt wurden, auf die gedachte größtmögliche Kerbtiefe beim Querschnitt 0 zu extrapolieren. Die so ermittelten Werte *b'*, *c'*, *d'*, *e'*, und *f'*[2] ergaben im linken Abschnitt

[1] Herrn Barghoorn danke ich auch an dieser Stelle für seine Bemühungen gelegentlich der sehr sorgfältigen Probenherstellung, die insbesondere bei weichen Stoffen auf Schwierigkeiten stößt.

[2] Ludwik und Scheu: Stahleisen Bd. 43, S. 999—1001. 1923.

[3] W. Kuntze: Mitt. Materialprüf. 1926, S. 54—56. — Diese Beziehung ist schon von Martens ausgesprochen worden: Z. V. d. I. Bd. 45, S. 805—812. 1901. Vgl. ferner M. Rudeloff: Stahleisen Bd. 22, S. 374—380. 1902.

[1] Nach W. v. Moellendorff: Z. V. d. I. Bd. 57, S. 1014 bis 1020. 1913.

[2] Während *b* bis *e* Winkelkerben sind, ist *f* die Einkerbung in Sägeschnittform von 0,5 mm Breite. Diese Form fügt sich bei einer Abszissenlänge von 60 in die Kurve ein. Demnach würde dieser Sägeschnitt in seiner Wirkung einem Winkelkerb von 60 entsprechen. Stabform *a* besitzt keine Einkerbung, entspricht also dem gewöhnlichen Zugstabe.

Digitized by Google

über den entsprechenden Kerbwinkeln aufgetragen die stark ausgezogene Kurve, die ebenfalls in den Punkt T einmündet.

Mithin ist die Spannung s_T bei T (Abb. 1) diejenige Festigkeit, die unter vollkommener Dehnungsbehinderung bei der denkbar größten Kerbschärfe und zugleich -tiefe eintritt, und die bei Ausschluß der Dehnung naturgemäß mit den Spannungen σ_B, s_{II} und s_{III}[1] zusammenfallen muß. Diese Spannung s_T werde mit Trennfestigkeit bezeichnet.

Bei den folgenden Versuchen mit Kerben von wechselnder Tiefe genügte also zwecks Extrapolation die Feststellung der Zugfestigkeit σ_B der Kerbproben, ohne die jeweiligen Querschnittes oder gar die Reißfestigkeit ermitteln zu müssen. Es wurde mit einem einheitlichen Kerbwinkel von 60° gearbeitet, um die Schwierigkeiten der Herstellung verschiedener Kerbwinkel zu umgehen und um die Versuchszahl abzukürzen. Die Proben wurden lediglich verschieden tief eingekerbt. Man kommt bei einem Winkel von 60° mit der Extrapolation sehr nahe an die Trennfestigkeit s_T heran. Wie aus Abb. 1 zu ersehen ist, beträgt $s_T = 79$ kg/qmm, und bei einem Winkel von 60° ist die Zugfestigkeit = 74 kg/qmm, d. i. 94% der Trennfestigkeit s_T für das in Abb. 1 gegebene Beispiel. Bei weicheren Stoffen als Eisen sowie bei spröderen ist der Unterschied noch geringer, weil die Zugfestigkeit σ_B weniger zunimmt, wie im folgenden gezeigt werden wird. Der hier angewendete Kerbwinkel von 60° dürfte sonach aus rein praktischen Gründen zunächst genügen, um die weitere Aufgabe dieser Arbeit zu erfüllen, nämlich an möglichst verschiedenartigen Stoffen die Veränderlichkeit der Trennfestigkeit mit verschiedenen, am gewöhnlichen Zugstabe gefundenen Stoffeigenschaften, insbesondere der Festigkeit und Dehnbarkeit, festzustellen und so ein anschauliches Bild vom Wesen dieser höchsten Trennkraft zu erhalten.

Der geradlinige Anstieg der Festigkeit mit abnehmendem Restquerschnitt ließ sich je nach der Eigenart des Stoffes praktisch meist nur bis zu einer Einkerbung von etwa 30% verbleibenden Querschnitts ermitteln, da bei noch tieferen Kerben die Probe so empfindlich wurde, daß auftretende Störungen, sei es schon bei der Herstellung der Probe oder beim Zerreißversuch, sich im Sinne abnehmender Festigkeit bemerkbar machten. Wie aber schon bei den erwähnten früheren Versuchen festgestellt wurde, läßt sich bei sehr großen Proben unter sorgfältiger Vermeidung der Störungen die Gerade noch wesentlich weiter festlegen. Auch sind manche Stoffe in dieser Hinsicht weniger empfindlich als andere. Beispielsweise war für Magnesium und Duralumin bei nur 10% Restquerschnitt die Gerade noch vorhanden. Die Neigung der Geraden, die ein Maß für die Zunahme der Festigkeit des jeweiligen Stoffes mit der Kerbtiefe darstellt, ergibt sich aus der Beziehung $\operatorname{tg}\alpha = \frac{s_T - \sigma_B}{100}$, worin s_T und σ_B die Festigkeitsgrenzwerte bei denkbar größter und kleinster Kerbtiefe sind.

[1] Auffallend ist zunächst, daß die Zerreißfestigkeiten (s_{III}) für die Stabformen a, b und c größer sind als die Trennfestigkeit s_T. Dies liegt daran, daß bei nicht vollkommen scharfer und tiefer Einkerbung und besonders beim gewöhnlichen Zugversuch noch erhebliche plastische Dehnungen auftreten können, bevor der Stab reißt und die Trennfestigkeit bei vorangegangener plastischer Dehnung zunimmt, was später an Hand von Versuchen gezeigt werden wird.

Veränderlichkeit der Trennfestigkeit mit der Verformung und Vergütung.

Während die Veränderlichkeit der üblichen Zugfestigkeit mit der plastischen Verformung und der Vergütung des Werkstoffes allgemein bekannt sein dürfte, sei hier die Veränderlichkeit der Trennfestigkeit s_T durch diese Behandlungen, wenn auch nicht sogleich erschöpfend, behandelt.

Die Trennfestigkeit verhält sich anders als die Zugfestigkeit. Sie hat die Eigenart, in spröden (stark abgeschreckten) sowohl als auch in weichen (geglühten) Zuständen die kleineren Werte aufzuweisen, während Zwischenzustände größere Werte und plastische Verformungen noch erheblich größere Werte hervorbringen[1]. Dies sei an Hand der Versuchsergebnisse des weiteren erläutert.

In Abb. 2 unten sind die Ergebnisse von spröden Stoffen zusammengestellt, die durch ihre geringe Brucheinschnürung gekennzeichnet sind. (Die durch Nummern bezeichneten Proben sind in Zahlentafel 1 näher erläutert.) Die Linien verlaufen entweder fast parallel zur Abszisse oder sind nur schwach hierzu geneigt ($\sphericalangle \alpha$ sehr klein), d. h. die Trennfestigkeit ist etwa gleich σ_B oder nicht wesentlich größer. Abb. 2 zeigt in der Mitte sehr dehnbare (geglühte) Stoffe, deren Gerade etwas mehr geneigt sind. Vergleicht man die Neigungen der Geraden sowohl spröder als auch der dehnbaren (geglühten) Stoffe mit denjenigen sowohl gereckten als auch abgeschreckten Flußstahles in Abb. 2 oben, so fällt die größere Steilheit der letzteren auf; sie besitzen also eine größere Trennfestigkeit. Hiernach verhalten sich die verschiedenartigen Metalle im allgemeinen wesensgleich. Es ist aber nicht möglich, ihre Trennfestigkeiten zahlenmäßig nach dem Grade ihrer Sprödigkeit oder Dehnbarkeit (also etwa nach der Brucheinschnürung) einzuordnen, weil sie sich in der quantitativen Einwirkung auf s_T oder α sehr unterscheiden. Bei Stoffen derselben chemischen Zusammensetzung wird das Bild indessen anschaulicher. Abb. 3 zeigt in der Mitte Kupfer, das in der Prüfmaschine in verschiedenem Maße gedehnt und alsdann den Kerbversuchen unterworfen wurde. Abb. 3 unten stellt die Kerbwirkung an (in der Düse) gezogenem Kupfer dar. Trägt man nun die erhaltenen Grenzwerte s_T in einem Achsenkreuz mit den Koordinaten Trennfestigkeit und Dehnung bzw. Ziehgrad auf, so erhält man wieder eine geradlinige Beziehung, die bei Kupfer für die Maschinendehnung eine etwas geringere Neigung aufweist als für den Ziehvorgang. Eine zunächst gezogene und dann weiter gedehnte Probe ergibt in diesem Schaubild daher einen Knick (Abb. 4).

Die Trennfestigkeit s_T wächst mithin linear mit dem Reckgrad und Ziehgrad (auf den Quer-

[1] G. Masing und M. Polanyi: Z. Phys. Bd. 28, S. 169 bis 176. 1924; E. Schmid: Z. Phys. Bd. 32, S. 918—921. 1925; G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 17, S. 187—193. 1925.

Digitized by Google

schnitt bezogen), und zwar für Kupfer mit dem Ziehgrad etwas mehr als mit dem Reckgrad.

Bei kohlenstoffarmem Flußstahl (0,16% C) wurden außerdem auch Kerbproben, die dem engsten Teil des

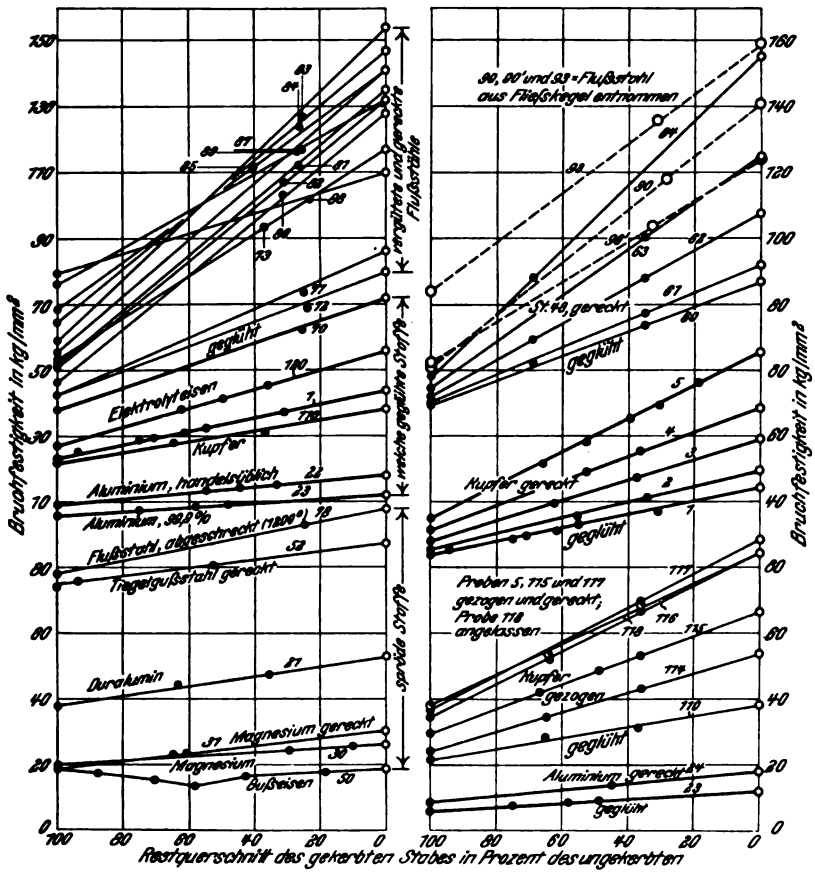


Abb. 2. Abb. 3.

Abb. 2 und 3. Bruchfestigkeit eingekerbter Zugproben verschiedener Werkstoffe bei veränderlicher Kerbtiefe.

Abb. 4 zeigt dieselben Verhältnisse auch an gerecktem Brückenbaustahl (St 48) und anderen Stoffen. Im Vergleich zu Kupfer steigt die absolute Trennfestigkeit bei festeren Stoffen erheblich mehr mit dem Reckgrad an,

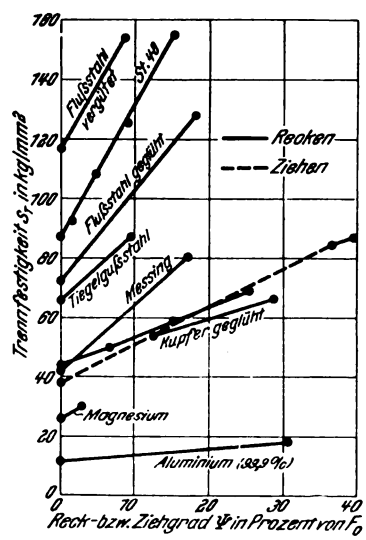


Abb. 4. Zunahme der Trennfestigkeit mit dem Reck- und Ziehgrad bei verschiedenen Werkstoffen.

bei weniger festen entsprechend weniger. s_{T0} und s_{TII} sollen im folgenden die Trennfestigkeit des ungereckten bzw. des bis zur Höchstlast gereckten Stoffes bezeichnen.

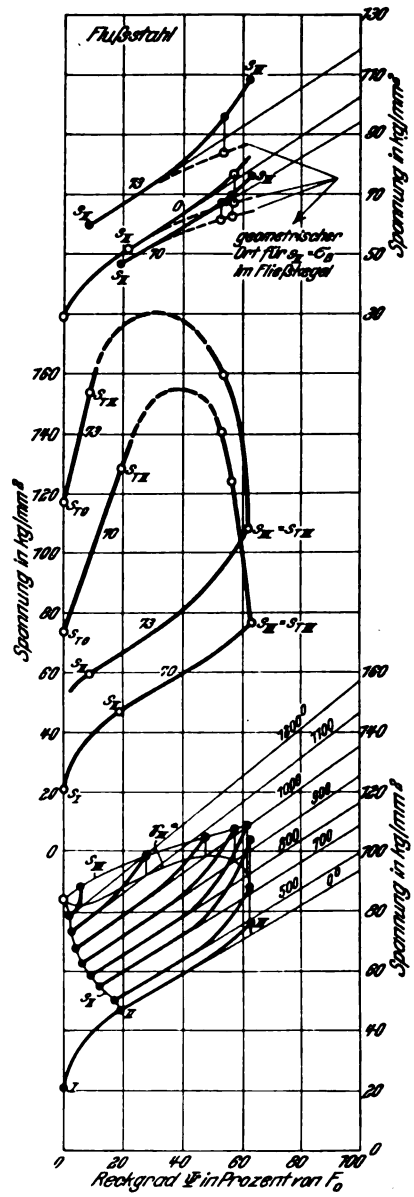


Abb. 5. Schaubilder der wirklichen Spannungen und der Trennfestigkeiten für Flußstahl.

Fließkegels entnommen waren, untersucht, um festzustellen, ob das über die Höchstlast hinaus verformte Eisen eine entsprechend höhere Trennfestigkeit besitzt. Zur Ermittlung derselben in der bisherigen Weise ist aber die Kenntnis von σ_B für diesen gereckten Zustand, d. h. der Zugfestigkeit eines zylindrischen Stabes, der aus dem Fließkegel entnommen ist, erforderlich. Derartige Versuche wurden schon früher an weichem Flußstahl[1] vorgenommen und gefunden, daß σ_B auch noch infolge der Fließkegelreckung zunimmt. In Abb. 5 oben veranschaulichen die gestrichelten Kurven das Anwachsen von $s_{II} = \sigma_B$ mit der fortschreitenden Fließkegelbildung. Bei den erwähnten früheren Versuchen (Kurve 0) wurde bei Erreichen einer wirklichen Spannung von 76 kg/qmm (im Spannungs-Dehnungs-Schaubild) ein entsprechendes s_{II} von 67 kg/qmm ermittelt. Für den vorliegenden ver-

[1] W. Kuntze: Mitt. Materialpr. Bd. 42, S. 30/31. 1924.

Digitized by Google

Zahlentafel 1. Übersicht über die untersuchten Werkstoffe und die Versuchsergebnisse.

Probe Nr.	Werkstoff	Zustand	Kennziffern des Zugversuchs σ_B kg/mm²	s_{II} kg/mm²	s_{III} kg/mm²	$\mathfrak{S}_{III}$* kg/mm²	ψ_B %	ψ %	ψ'** %	des Kerbzugversuchs s_T kg/mm²	$100 \cdot \operatorname{tg}\alpha$	$\frac{s_T}{\sigma_B}$
1	Kupfer	400° geglüht (8 mm ⌀)	23,7	31,9	51,0	52	25,6	72,6	63,2	44	20,3	1,86
2		7% gereckt	25,4				20,4	71,1		49,5	24,1	1,95
3		18% gereckt	28,0				12,1	68,3		59	31,0	2,11
4		34,4% gereckt (Höchstlast)	31,9				0	63,2		69	37,1	2,16
5		hartgezogen und gereckt	34,8	35,3	59,0	57	1,4	63,3	62,8	85	50,7	2,46
7		Anlieferung (30 mm ⌀)	28,0	34,1	57,0	57	20,7	75,0	68,5	59	31,0	2,11
110		650° geglüht	21,9	29,7	35,0	48	26,2	72,2	62,4	38	16,1	1,73
114		halbhart gezogen	23,9	29,5	46,0	45	19,0	62,0	53,0	54	30,1	2,26
115		desgl. und bis Höchstl. gereckt	29,5	29,5	46,0	45	0	53,0	53,0	66,5	37,0	2,25
116		hartgezogen	34,9	36,8	52,0	59	5,0	63,0	61,0	84,5	49,6	2,42
117		desgl. und bis Höchstl. gereckt	36,8	36,8	52,0	59	0	61,0	61,0	89	52,2	2,36
118		wie 117 u. auf 200° angelassen	37,9	38,0	38,0	62	0,5	62,7	62,5	85	47,1	2,42
20	Duralumin	350° geglüht	34,3	36,5	50,4	61	6,0	47,1	43,7	56	20,7	1,63
21		Anlieferung	37,5	37,9	38,5	39	1,1	2,6	1,5	53	15,5	1,41
22	Reinaluminium, handelsüblich	350° geglüht	9,2	11,8	5,5	21	22,3	81,0	75,5	18	8,8	1,96
23	desgl. 99,9%	350° geglüht	5,8	8,3	79,6	16,5	30,6	97,5	96,5	12	6,2	2.09
24		desgl. u. bis Höchstlast gereckt	8,3	8,3	79,6	16,5	0	96,5	96,5	18	9,7	2,17
70	Flußstahl	1000° geglüht	38,0	46,9	76,0	73	19,1	63,5	54,9	72	34,0	1,90
71		Anlieferung	42,5	51,7	79,0	78	18,0	60,5	51,8	86	45,0	2,02
72		desgl. u. auf 430° angelassen	42,3	51,3	93,0	76	18,0	57,0	47,6	80	37,7	1,89
73		800° abgeschreckt	54,2	59,3	108,0	92	8,6	62,0	58,4	117	62,8	2,16
74		1000° abgeschreckt	61,0	64,2	102,0	93	4,9	49,4	46,8	—	—	—
75		1050° abgeschreckt	66,0	68,7	87,7	92	3,7	39,0	36,7	—	—	—
77		1150° abgeschreckt	75,7	76,7	84,0	90	1,2	18,0	17,0	—	—	—
78		1200° abgeschreckt	78,7	79,7	88,8	84	1,2	6,0	5,0	98	19,3	1,25
79		1000° abgeschr. u. a. 500° angel.	50,2	55,6	93,0	88	9,7	62,0	58,0	—	—	—
80		wie 70 bis 79 und bis zur Höchstlast gereckt	46,9	46,9	76,0	73	0	54,9	54,9	128	81,4	2,73
81			51,7	51,7	79,0	78	0	51,8	51,8	135	83,3	2,61
82			51,3	51,3	70,3	76	0	47,6	47,6	132	80,7	2,55
83			59,3	59,3	108,0	92	0	58,4	58,4	154	94,7	2,60
84			64,7	64,7	102,0	93	0	46,8	46,8	147	82,3	2,27
85			68,7	68,7	87,7	92	0	36,7	36,7	141	72,3	2,06
87			76,7	76,7	84,0	90	0	17,0	17,0	132	55,3	1,72
88			79,7	79,7	88,8	84	0	5,0	5,0	110	30,3	1,38
89			55,6	55,6	93,0	88	0	58,0	58,0	141	85,4	2,54
90		wie 70 und 73 und bis in den Fließkegel gereckt	61,0	61,0	—	—	0	—	—	141	80,0	2,31
90*			62,5	62,5						124	61,5	1,98
93			84,0	84,0	—	—	0	—	—	159	75,0	1,89
60	Baustahl St 48	Anlieferung	49,6	58,0	85,2	87	15,3	57,9	50,3	87	37,4	1,75
61		1,5% gereckt	50,4				14,2	57,4		92	41,6	1,83
62		5% gereckt	52,1				11,5	56,2		108	55,9	2,07
63		10% gereckt	54,6				7.4	54,3		125	70,4	2,29
64		18% gereckt (Höchstlast)	58,0				0	50,3		155	97,0	2,68
50	Gußeisen	Anlieferung	19,2	19,2	19,2	19	0	0	0	19	—0,2	0,99
51	Tiegelgußstahl	Anlieferung	67,3	74,5	77,5	78	9,6	13,2	4,0	(66)	—1,3	0,98
52		bis Höchstlast gereckt	74,5	74,5	77,5	78	0	4,0	4,0	87	2,5	1,17
120	Elektrolyteisen	930° geglüht	27,0	33,8	17,0	57	20,1	75,6	69,5	56	29,0	2,07
30	Magnesium	Anlieferung	20,0	20,7	20,7	21	3,2	3,2	0	26	6,0	1,30
31		bis Höchstlast gereckt	19,4	19,4	19,4	19	0	0	0	30	11,0	1,58
40	Messing	Anlieferung	43,3	50,6	67,8	65	14,4	38,6	28,2	73	29,7	1,68
41		Anlieferung	55,0	62,6	78,0	78	12,2	34,2	25,0	77	22,0	1,40
42		200° angelassen	51,8	63,1	77,8	78	17,8	38,1	24,6	(77)	25,2	1,49
43		550° geglüht	45,6	58,7	68,1	71	22,3	37,7	19,7	(42)	—3,6	0,92
43*		desgl. (aus dickerer Stange)	43,8	53,0	62,9	62	17,3	30,3	15,7	(42)	—1,8	0,96
44		wie 43* u. bis Höchstl. gereckt	53,0	53,0	62,9	62	0	15,7	15,7	80	27,0	1,51

* $\mathfrak{S}_{III} = s_{II}\left(1 + \frac{\psi - \psi_B}{100 - \psi_B}\right)$. ** $\psi' - \frac{100\,(\psi - \psi_B)}{100 - \psi_B}$.

Digitized by Google

güteten und geglühten Flußstahl (Probe 73 und 70) wurde der Verlauf von s_{II} entsprechend Kurve 0 gestrichelt in die Spannungs-Dehnungs-Schaubilder eingezeichnet und für die zu prüfenden Fließkegel entsprechend deren gerade erreichter Einschnürung von 54% bei Probe 73 sowie 53 und 56,8% bei Probe 70 die Werte $s_{II} = 84$ bzw. 61 und 62,5 kg/qmm abgegriffen. Diese Werte sind dann $= \sigma_B$, weil die dem Fließkegel entnommenen Stäbe sich bis zur Höchstlast nicht mehr dehnen, also keine Gleichmaßdehnung mehr vorhanden ist. Die nun in Abb. 3 für die eingeschnürten Proben 93, 90 und 90′ ermittelten Trennfestigkeiten ergaben sich zu 159, 141 und 124 kg/qmm. Die Veränderung von s_T mit dem Reckgrad Ψ ist in Abb. 5 in der Mitte graphisch dargestellt.

Die Trennfestigkeit, die mit der Reckung bis zur Höchstlast (Zustand II) erheblich zunahm, wird durch „banale"[1] Schubvorgänge, wie sie im Fießkegel auftreten, nicht mehr gefördert, sondern sogar erheblich herabgemindert. In der Tat gaben Stichversuche mit schräg unter 45° zur Zugachse eingekerbten Proben, bei denen eine vorzeitige „banale" Abschiebung künstlich hervorgerufen wurde, eine Verringerung der Trennfestigkeit.

Außer den Reckeinflüssen wurde auch die Einwirkung der Vergütung auf die Trennfestigkeit an dem genannten Flußstahl untersucht[2]. In Abb. 6 sind die am Zugstabe ermittelten Werte

$$\sigma_B,\ s_{II},\ \psi_B,\ \psi,\ \psi' = \frac{100\,(\psi - \psi_B)}{100 - \psi_B},$$

$$s_{III},\ \mathfrak{S}_{III} = s_{II}\left(1 + \frac{\psi - \psi'_B}{100 - \psi_B}\right)^*$$

und die an Kerbzugproben ermittelten Trennfestigkeiten s_{T0} und s_{TII} in Abhängigkeit von der Abschrecktemperatur aufgetragen. Versuchswerte lagen für den geglühten Stoff und für die Abschreckungstemperaturen 800 bis 1200° vor. Zwischen 0 und 800° konnten die Linien für σ_B (Zugfestigkeit) und s_{II} (wirkliche Spannung) sowie ψ_B (Gleichmaßverformung) erfahrungsgemäß leicht eingezeichnet werden. Als Anhaltspunkt hierfür dienten die Versuche von G. Welter[3], der für Flußstahl fand, daß bei Abschrecktemperaturen von 0 bis 600° nur ein geringer Anstieg von σ_B und Abfall der Dehnung vorhanden ist. Die Welterschen Linien für σ_B und δ (Bruchdehnung) wurden gestrichelt zum Vergleich eingezeichnet. Da die Brucheinschnürung ψ zwischen 0 und 800° keine wesentliche Veränderung aufwies, konnte nunmehr der hieraus errechnete Wert für die Zerreißfestigkeit $\mathfrak{S}_{III}$ eingezeichnet werden und in Anlehnung hieran auch die Lage für die wirkliche Zerreißfestigkeit s_{III} und die Trennfestigkeiten s_{T0} und s_{TII} zwischen die bekannten Werte für 0 und 800° eingefügt werden.

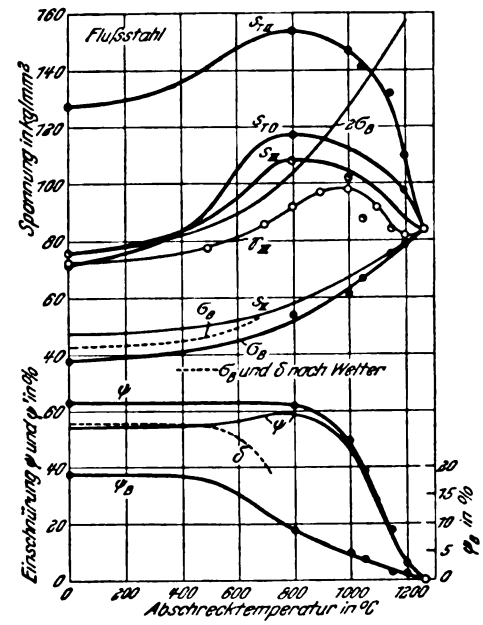


Abb. 6. Festigkeits- und Dehnungswerte von abgeschrecktem Flußstahl.

Aus den auf diese Weise sinngemäß vervollständigten Schaubildern erkennt man, wie schon zu Beginn dieses Abschnittes mitgeteilt wurde, einen Höchstwert der Trennfestigkeit bei mittleren Dehnungs- und Festigkeitswerten[1]. Die Lage dieses Höchstwertes entspricht der Abschrecktemperatur von 770°, liegt also im Gebiet des Überganges zum γ-Eisen. Hier liegt demnach der günstigste Vergütungszustand vor. Dieser zeigt auch in den Spannungskurven (Abb. 5 unten) einen Höchstwert der Aufbiegung, also des Wertes $s_{III} - \mathfrak{S}_{III}$.

Durch Anlassen wird die Trennfestigkeit etwas herabgedrückt, wie ein Vergleich der Proben 72 mit 71 und 89 mit 84 zeigt. Dasselbe war auch bei Kupfer der Fall (vgl. Probe 118 mit 117).

Gegenüberstellung der Trennfestigkeit mit den Kennziffern des Zugversuches.

An dem Beispiel für Flußstahl wurde gezeigt, daß die Trennfestigkeit s_T bei spröden Zuständen einerseits und plastischen Zuständen andererseits die kleineren Werte besitzt, und daß dieselbe durch Vergüten und mehr noch durch Recken erheblich erhöht werden kann. Das Bild der Veränderlichkeit der Trennfestigkeit s_T gewinnt an

[1] In Anlehnung an W. v. Moellendorff u. Czochralski: Z. V. d. I. Bd. 57, S. 1014—1020, insbes. S. 1016. 1913.

[2] Da bei diesen Kerbproben, die schon im Jahre 1922 geprüft und deren Ergebnisse zu dieser Arbeit mit herangezogen wurden, die Kerbtiefe ab und zu etwas groß war, so daß der verbleibende Querschnitt etwas weniger als 30% des ursprünglichen betrug, mußte damit gerechnet werden, daß die erhaltenen Festigkeitswerte der Kerbproben infolge der erwähnten Störungsursachen für einzelne Proben etwas zu gering ausfallen würden. Es wurde daher erfahrungsgemäß bei den in Frage stehenden Proben, bei denen mehr als zwei Versuchspunkte nicht vorhanden waren, die Gerade um ein geringes steiler gelegt, als die Verbindungslinie der beiden vorhandenen Punkte ergab, um an die wirklichen Verhältnisse möglichst nahe heranzukommen. Dies dürfte auch gelungen sein, da sich die so erhaltenen Werte in die einwandfreien Versuchswerte einpaßten.

* Dieser errechnete Wert für die Zerreißfestigkeit folgt aus der geradlinigen Beziehung im Spannungs-Dehnungs-Schaubild zwischen den Zuständen II und III; nach W. v. Moellendorff a. a. O.

[3] G. Welter: Stahleisen Bd. 43, S. 1347—1349. 1923.

[1] P. Ludwik: Forsch.-Arb. Ing. Nr. 295, S. 56—61. 1927.

Digitized by Google

Anschaulichkeit, wenn man sie mit der zugehörigen Zugfestigkeit σ_B des üblichen Zugstabes vergleicht. Bei einem vollständig spröden Stoff muß entsprechend der eingangs gegebenen Begriffsbestimmung $\sigma_B = s_T$ sein; dies ergab sich auch genügend genau bei Gußeisen (Probe 50) und Tiegelgußstahl (Probe 51, Zahlentafel 1). Der Wert s_T/σ_B ist demnach ≈ 1 (vgl. Zahlentafel 1).

Für einige unlegierte, geglühte Stoffe ergab sich $\frac{s_{T0}}{\sigma_B} = 2$, wie aus der Zusammenstellung geglühter Stoffe in Abb. 7 oben zu ersehen ist. (Der um einige Prozent zu geringe Wert der Trennfestigkeit macht sich hier in den etwas kleineren Werten von s_{T0} gegenüber σ_B bemerkbar; auch der Wert s_{T0}/σ_B fällt demnach etwas kleiner als 2 aus.) Diese immerhin auffällige Beziehung gibt zu Erwägungen geometrischer Vorgänge beim Fließen und Zerreißen Anlaß, worauf an dieser Stelle nicht eingegangen werden soll.

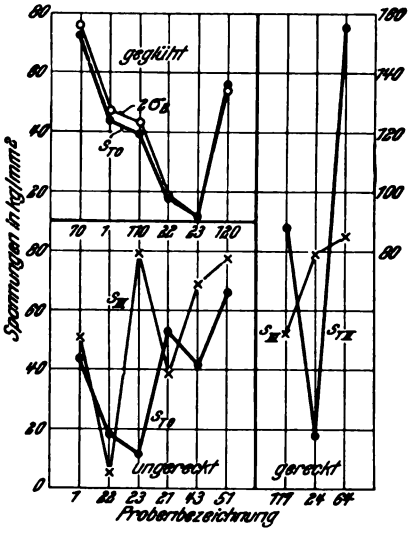


Abb. 7. Vergleich von Trennfestigkeit (s_{T0} und s_{TII}) mit Bruch- (σ_B) und Zerreißfestigkeit (s_{III}).

Werden solche Stoffe gereckt, so zeigt sich nach Abb. 3 und 4 und Zahlentafel 1, daß ihre Trennfestigkeit s_T erheblich größer wird als die Trennfestigkeit s_{T0} des reinen und geglühten Stoffes, also $s_T > 2\,\sigma_B$.

Stoffe, die sich trotz eines Dehnungsvermögens doch spröde verhalten, bei denen also geringe gleichmäßige Dehnung und keine oder nur andeutungsweise vorhandene Fließkegeleinschnürung vorhanden ist (legiert oder abgeschreckt), ergeben für den Quotienten s_T/σ_B Werte, die zwischen 1 und 2 liegen, z. B. weicher Flußstahl bei 1200° abgeschreckt (Probe 78) $\frac{s_T}{\sigma_B} = 1{,}25$, Magnesium (30) 1,35, Duralumin (21) 1,41. Durch Recken kann bei solchen Stoffen natürlich auch der Wert 2 erreicht werden, so daß derselbe nur nach dem Ausglühen das Kennzeichen für einen unlegierten Stoff darstellt.

Aus den Flußstahlschaubildern (Abb. 6) ersieht man bei Betrachtung der $2\,\sigma_B$-Linie, daß bei Abschrecktemperaturen über 0 bis 770° s_T größer als $2\,\sigma_B$ wird. (Das etwas zu kleine s_T des geglühten Stoffes gegenüber $2\,\sigma_B$ ist wieder darauf zurückzuführen, daß die s_T-Werte um einige Prozent zu gering ermittelt werden mußten.) Durch Vergüten kann also die relative Trennfestigkeit (s_T/σ_B) wie durch Recken ebenfalls gesteigert werden. Jenseits 770° im Gebiete des γ-Eisens wird $s_T < 2\,\sigma_B$. Im extrapolierten, gänzlich spröde gedachten Zustand wird naturgemäß $s_T = \sigma_B$; dies würde bei etwa 1270° zutreffen.

Es war gezeigt worden, daß die Trennfestigkeit mit dem Reckgrad (ausgedrückt als Querschnittsmaß Ψ) linear verläuft. Desgleichen steht auch s_T zum verbleibenden Dehnungsvermögen δ_B (Gleichmaßdehnung) des gereckten Werkstoffes in linearer Beziehung, da δ_B und Ψ auch ihrerseits zueinander in linearer Beziehung stehen:

$$\delta_B = 100\left(\frac{100-\Psi}{100-\psi_{B0}} - 1\right);$$

ψ_{B0} bedeutet hierin die Gleichmaßverformung des ungereckten Stoffes.

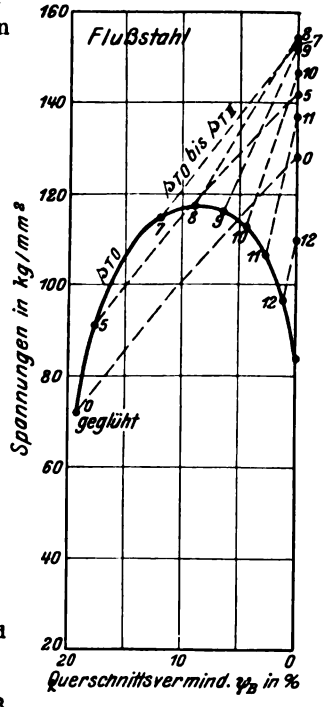


Abb. 8.

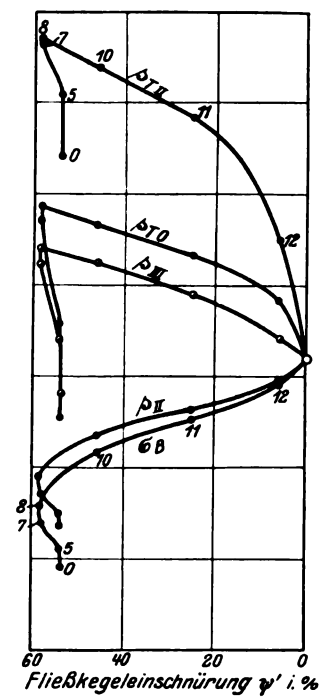


Abb. 9.

Abb. 8 und 9. Veränderlichkeit der Festigkeitswerte mit der Gleichmaßverformung und Fließkegelverformung.

Hingegen bildet die Beziehung zwischen s_T und dem Verformungsvermögen ψ_B (Gleichmaßverformung) eine Kurve, da ψ_B und Ψ (Reckgrad) in folgender nicht linearer Beziehung zueinander stehen:

$$\psi_B = 100\left(1 - \frac{100-\psi_{B0}}{100-\Psi}\right).$$

In Abb. 8 und 9 sind die Trennspannungen des Flußstahles, und zwar sowohl diejenigen des geglühten und gereckten als auch die des nur abgeschreckten und des zugleich gereckten Stoffes zur zugehörigen, am üblichen Zugstab gemessenen Querschnittsverminderung in Beziehung gesetzt worden. Da die Gleichmaßverformung ψ_B ihrem Wesen nach etwas anderes ist als die eigentliche Fließkegelverformung ψ', so wurde für die folgende Darstellung die Trennfestigkeit nicht zur üblichen Gesamteinschnürung ψ, sondern zu ψ_B und ψ' getrennt in graphische Beziehung gebracht.

Das Bild der Veränderlichkeit der Trennfestigkeit im Vergleich zum Verformungsvermögen ψ_B (Abb. 8) gewinnt ein ganz anderes Aussehen, je nachdem ob die Ver-

Digitized by Google

änderung durch Recken oder Abschrecken hervorgerufen wurde. Ein gänzlich anderes und zugleich eigenartiges Bild ergibt sich in Abb. 9. Die Kurven haben einen scharfen Knick und zeigen plötzlich einen ganz anderen Verlauf, je nachdem ob der entsprechende Kurventeil der α- oder γ-Modifikation zugehört. Innerhalb jeder dieser Modifikationen wächst die Trennfestigkeit, wenn auch quantitativ verschieden, mit zunehmender Einschnürung im Fließkegel.

Beide Schaubilder belehren uns, daß sich eine Gesetzmäßigkeit zwischen Dehnungsvermögen und Trennfestigkeit nicht ohne weiteres aufstellen läßt, daß vielmehr der jeweilige Zustand (gereckt oder vergütet) und hierbei wiederum die entstandenen Modifikationen diese Gesetzmäßigkeit beeinflussen.

Wie verhält sich nun die wirkliche Zerreißspannung s_{III} am Zugstabe zur Trennfestigkeit s_T? Diese Frage erscheint wichtig, weil man s_{III} häufig als Maß für die Kohäsion des Stoffes ansieht. s_{III} ist eine beim Versuch sehr unsicher und schwierig festzustellende Größe. Gelingt es, das Schaubild der wirklichen Spannungen für die Fließkegeldehnung aufzunehmen, so findet man häufig kurz vor dem Bruch einen erheblichen, meist plötzlich eintretenden Spannungsabfall unbestimmter Größe. Dieser ist bei Kupfer und Aluminium meist ausgeprägter als bei Eisen. Er tritt immer dann ein, wenn die Bruchfläche ganz oder zum größten Teil von nur schrägen, unter etwa 45° geneigten Flächen, die trichterartige oder spiralförmige Anordnung haben, ausgefüllt ist. Ein hartgezogener Kupferstab (116), der nur solche Bruchformen aufwies, wurde achtmal hintereinander zerrissen, und es ergaben sich, trotz gleichbleibender Einschnürung, acht verschiedene Bruchlasten zwischen 300 und 1115 kg. Enthält die Bruchfläche jedoch einen quer zur Achse liegenden, ebenen Trichtergrund, so tritt der Bruch plötzlich unter einer an der Maschine meßbaren Last ein. Nur solche Werte von s_{III} wurden daher zum Vergleich mit der Trennfestigkeit herangezogen. Aber auch diese Werte fallen häufig noch zu klein aus, wenn die Trichterflächen einen großen Anteil der gesamten Bruchfläche ausmachen. Der Wert $\mathfrak{S}_{III}$ (vgl. oben) ist daher besser zum Vergleich heranzuziehen.

Die in Abb. 6 dargestellte s_{III}-Linie für Flußstahl deckt sich beinahe mit der Linie für die Trennspannungen s_{T0}, was dazu verleiten mag, s_{III} als Maß für die Trennfestigkeit anzusehen. Das wäre jedoch ein Irrtum. Während des Zugversuches erfährt der nicht gekerbte Stab eine Reckung, und beim endgültigen Zerreißen muß vielmehr die Trennfestigkeit des gereckten Stoffes überwunden werden und nicht die des ursprünglichen.

Die Trennfestigkeit wächst, wie schon an Hand von Abb. 5 gezeigt wurde, zunächst linear mit der Verformung bis zur Höchstlast und erheblich schneller als der Verformungswiderstand (wirkliche Spannungen), alsdann vermindert sich die Zunahme, und schließlich fällt die Kurve der Trennfestigkeit schnell bis zum Schnittpunkt mit der Spannungskurve in III herab.

Man sieht hieraus, wie zerrüttend die Schubvorgänge im Fließkegel auf die Zerreißfestigkeit des Zugstabes einwirken, wenn auch der Formänderungswiderstand noch erheblich ansteigt. Aber auch dieser erleidet häufig gleichzeitig Störungen entsprechend dem erwähnten plötzlichen Abfall der Spannungskurve.

Die eben angeführten Beispiele lassen also erkennen, daß s_{III} nur zum Teil eine von der Trennkraft s_{T0} abhängige Größe ist. Der nicht sehr große quantitative Unterschied zwischen s_{III} und s_{T0} bei Flußstahl und Brückenbaustahl St 48 (Probe 60) ist also insofern eine Zufälligkeit, als Zunahmen und Abnahmen nach Abb. 5 sich etwa das Gleichgewicht halten. Vergleicht man beide Werte bei anderen Stoffen, so findet man weit größere Unterschiede zwischen s_{T0} und s_{III}, wie die graphische Gegenüberstellung beider Werte in Abb. 7 für eine Reihe anderer Stoffe erkennen läßt. Für solche Stoffe geben auch die s_{III}- und σ_B-Linien, die entsprechend der eingangs gegebenen Begriffsbestimmung in Abb. 10 oben dargestellt sind und mit zunehmender Kerbtiefe ein immer geringeres ψ aufweisen, ein ganz anderes Bild. Daß diese Schaulinien hier nicht an Proben mit zunehmender Kerbschärfe, sondern wachsender Kerbtiefe ermittelt wurden, hat nichts zu bedeuten. Sie konnten nur insoweit zur Darstellung gebracht werden, als zuverlässige Messungen der schwer zu erfassenden s_{III}-Werte vorhanden waren. Im allgemeinen läßt sich aus diesen Bildern folgern, daß dehnungsfähige Stoffe mit an und für sich kleinem σ_B mit zunehmender Dehnungsverhinderung nur eine schwache Zunahme von σ_B aufweisen, so daß auch im Grenzfall s_T nicht groß wird. s_{III} fällt dementsprehend von seinem bei ungehinderter Dehnung sehr hohen Werte stark herab (Probe 22). Ein Ansteigen der s_{III}-Werte mit der Dehnungsbehinderung erhält man hingegen bei stark herabgewaltztem Kupfer wegen seiner schon beim Walzen erlangten hohen Trennfestigkeit. Bei angerecktem Kupfer (7 und 18%) verläuft die s_{III}-Linie etwa horizontal bzw. schwach ansteigend. So erhält man z. B. für sehr reines (99,9proz.) Aluminium (siehe Zahlentafel 1, Nr. 23) $s_{III} = 79{,}6$[1], $s_{T0} = 12$ und $s_{TII} = 18$ kg/qmm, für Flußstahl (Nr. 70) $s_{III} = 76$, $s_{T0} = 73$ und $s_{TII} = 128$ kg/qmm, für hartgezogenes Kupfer (Nr. 116) $s_{III} = 52$, $s_{T0} = 84{,}3$ und $s_{TII} = 87$ (Nr. 117).

Diese eigenartigen Verhältnisse beim Vergleich der Werte s_{III} und s_{T0} sind nur so zu erklären, daß beim Aluminium die mit der Gleichrichtung der Kristallite erfolgende Verfestigung im ungekerbten Zugstab mit Eintritt der Höchstlast noch längst nicht abgeschlossen ist, also mehr als beim Eisen erst im Fließkegel der Hauptanteil der Verfestigung vor sich geht, vorausgesetzt, daß diese durch die zusätzliche Schubverformung nicht gestört wird. Die Reckung bis zur Höchstlast hat also beim Aluminium infolge des geringen Verformungswiderstandes nur eine sehr geringe Steigerung der Trennfestigkeit zur Folge, während die Fließkegelreckung noch ein Vielfaches davon ausmacht; bis dann allerdings früher

[1] Bei handelsüblichem Reinaluminium (Nr. 22) war hingegen s_{III} (bei gleichzeitigem Abfall der Spannungskurve) schon sehr infolge „binader" Verformung herabgemindert, wie aus dem Verlauf der s_{III}-Linie in Abb. 10 hervorgeht.

Digitized by Google

oder später und meist sehr plötzlich die zerstörende Einwirkung „banaler" Abschiebung überwiegt. Die Zerreißfestigkeit beim üblichen Zugversuch kann daher, wenn, wie bei Reinaluminium, die Zunahme derselben durch Recken überwiegt, viel größer werden als die Trennfestigkeit s_{T0} oder s_{TII}. Wenn aber die Abnahme infolge banaler Abschiebungen überwiegt und der die Trennfestigkeit erhöhende Reckeinfluß, wie bei hartgezogenem Kupfer (Nr. 5) und Aluminium (Nr. 22), in

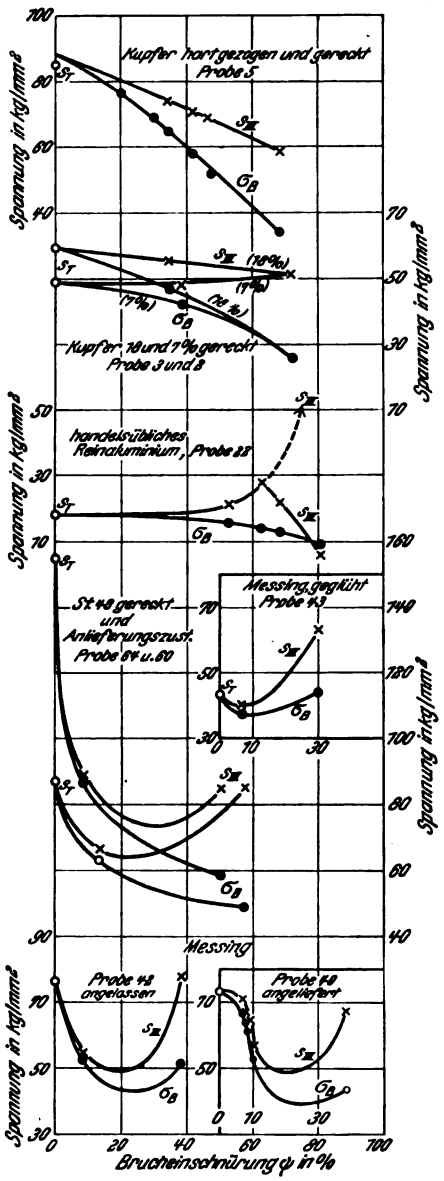


Abb. 10. Veränderlichkeit von Zerreißfestigkeit und Bruchfestigkeit mit der Einschnürung bei verschieden tief gekerbten Proben.

den Hintergrund tritt, so wird s_{III} kleiner als die zugehörige Trennfestigkeit s_{T0} des Stoffes. Aluminium und auch Kupfer haben eine sehr geringe Gleitfestigkeit (σ_B) gegenüber ihrer Trennfestigkeit (s_T).

Man kann die Untersuchung über die Zerreißfestigkeit s_{III} des Zugversuches dahin zusammenfassen, daß die Größe von s_{III} wohl von der Trennfestigkeit des betreffenden Stoffes mitbestimmt wird, daß jedoch diese ursprüngliche Trennfestigkeit während des Versuches infolge Reckens zuerst erhöht und durch Schubverformung alsdann vermindert wird.

Beanspruchungssicherheit bei Einkerbungen.

Aus den Ergebnissen vorbeschriebener Versuche kann geschlossen werden, daß — nur statische, biegungsfreie Beanspruchungen vorausgesetzt — die Festigkeit gekerbter Proben grundsätzlich nicht herabgesetzt, sondern meist, falls der Stoff nicht gerade spröde oder sehr weich ist, sogar erheblich gehoben wird. Man kann also von einer Bruchgefahr im engeren Sinne nicht sprechen. Der Umstand, daß bei Einkerbungen die zur Zerstörung notwendige aufgewendete Arbeit sehr gering wird und bei schlagartiger Beanspruchung die Bruchgefahr erhöht, soll in diesem Zusammenhange, wo nur eine rein statische Beanspruchung behandelt wird, nicht berührt werden[1].

Die verbreitete Anschauung, daß die im Kerbgrund gefundenen größeren elastischen Dehnungswerte gefahrbringend sein könnten, bestätigt sich nicht. Es wurde gezeigt, daß bei plastischen Stoffen die Trennfestigkeit mit der Reckung steigt, was den Vorgängen im Kerbgrund zugute kommt. Zudem messen die von

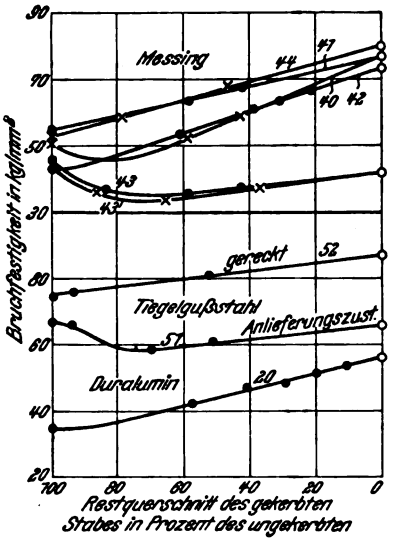


Abb. 11. Bruchfestigkeit eingekerbter Zugproben bei veränderlicher Kerbtiefe (kerbspröde Stoffe).

Preuß[2] durchgeführten Versuche eher das zusätzliche Auseinanderbiegen der Kerben als die wirklichen Dehnungsverhältnisse im Kerbgrund. Bei spröden Stoffen ergaben tief gekerbte Proben keine geringere Festigkeit als der Zugstab, was auf einen wenigstens angenäherten Spannungsausgleich schließen läßt. Immerhin schien bei einigen Stoffen, auch bei statischen Kerbzugversuchen, eine gewisse Bruchgefahr vorzuliegen[3]. Diese Stoffe, zu denen Messing (40, 42, 43, und 43'), Tiegelgußstahl (51), Gußeisen (50) und Duralumin (20) gehörten, zeigten einen gestörten geradlinigen Verlauf der Spannung mit der Tiefe der Einkerbung. Sie erlitten bei geringen Einkerbungen eine Herabsetzung der Bruchfestigkeit (Abb. 11). Es wird nicht angenommen, daß diese Stoffe einer anderen empirischen Gesetzmäßigkeit

[1] Es sind indessen mit den gleichen Werkstoffen auch Kerbschlagproben ausgeführt worden, deren Ergebnisse in anderem Zusammenhange veröffentlicht werden sollen.

[2] Preuß: Z. V. d. I. Bd. 57, S. 664—67. 1913.

[3] Herrn Dr.-Ing. G. Sachs verdanke ich sehr wertvolle Hinweise bei der Auswahl sowie die Vermittlung bei der Beschaffung einer Reihe der untersuchten Werkstoffe.

Digitized by Google

unterliegen, sie haben aber eine geringere Fließkegeleinschnürung ψ', also ein an und für sich sprödes Verhalten, und wahrscheinlich spielen bei geringen Einkerbungen, also bei verhältnismäßig größeren Versuchsquerschnitten exzentrische Einspannungseinflüsse insofern eine Rolle als beim Zerreißen Biegebeanspruchungen hinzukommen. Das angelieferte ungeglühte Messing (41) zeigte diese Erscheinung nicht, was mit Rücksicht auf den größeren ψ'-Wert gegenüber dem des geglühten (43) verständlich erscheint. Eigenartigerweise wurde diese Störung aufgehoben, sobald das geglühte Messing bis zur Höchstlast gereckt wurde (44). Dies war auch bei Tiegelgußstahl der Fall. Zu bemerken ist noch, daß bei Duralumin diese Störung bei Probe 20 vorhanden war, bei Probe 21 aber nicht, obgleich die Dehnungswerte ψ_B und ψ' das Umgekehrte vermuten lassen sollten. Die Probe 20 hatte aber bei gleicher Länge einen wesentlich größeren Durchmesser als 21, was erfahrungsgemäß eine ungleichmäßige Spannungsverteilung begünstigt.

Noch schärfer treten diese Erscheinungen bei diesen Stoffen in dem Verlauf der s_{III}-Linie bei künstlich verhinderter Dehnung hervor (Abb. 10 unten). In dieser Darstellung zeigt auch der Brückenbaustahl St 48 ein Absinken der s_{III}-Linie bei geringen Kerbtiefen, während die Bruchfestigkeit noch nicht hiervon berührt wird. Bei Betrachtung der Bruchflächen fand sich bei den Proben mit geringen Einkerbungen eine sichelförmige Anbruchfläche am Rande, die auf exzentrische Beanspruchung schließen läßt, während bei tiefen Kerben das Bruchaussehen gleichmäßig war. Diese Ausnahmeverhältnisse stören das Gesamtbild nicht, sie gestalten nur die Extrapolation der Grenzkraft schwieriger.

Mit den vorliegenden Ergebnissen ist nicht nur das Gebiet der statischen Bruchgefahr behandelt, sondern auch das Gebiet einer Gestaltsfestigkeit[1] wenigstens in seinen möglichen zahlenmäßigen Begrenzungen festgelegt worden. Mit Rücksicht darauf, daß bei Kerbformen, die im praktischen Betriebe vorkommen, wie beispielsweise an der Schraube, die Dehnungsfähigkeit an sich stark unterbunden ist, also auf dieselbe in ihrer vollen Auswirkung als Sicherheitsgrad wenigstens zum großen Teil sowieso verzichtet werden muß, liegt es nahe, für einen solchen Gebrauchskörper den vergüteten Stoff zu wählen, der einer höchsten Trennfestigkeit entspricht. Nach Abb. 6 läßt sich für Flußstahl die Trennfestigkeit fast um das Doppelte erhöhen, wobei immer noch eine Gesamtdehnung von über 10% und ein Höchstwert der Fließkegeldehnung von $\psi' = 58\%$ (bei $\psi = 62\%$) vorhanden ist. Durch Vorrecken läßt sich die Trennfestigkeit über den doppelten Ursprungswert steigern. Bemerkenswert erscheint, daß der Höchstwert der Trennfestigkeit bei vergütetem Flußstahl auf gleicher Höhe lag wie bei dem gereckten, sonst hochwertigeren Brückenbaustahl St 48 (Abb. 4). Es ist also hier Raum gegeben, an Abmessungen zu sparen. Voraussetzung ist natürlich, daß Beanspruchung auf Zug und nicht auf Abscheren oder Biegen stattfindet. Dasselbe gilt für die Kerbwirkung an sogenannten Augenstäben. An einer Bolzenverbindung wurden z. B. durch elastische Dehnungsmessungen bedeutende Spannungserhöhungen ermittelt, die die Bruchfestigkeit σ_B weit übertrafen[1]. Bis kurz vor dem endgültigen Bruch wurden am Auge Spannungen ermittelt, die in guter Übereinstimmung mit den nach Abb. 3 für Baustahl St 48 gefundenen Werten standen. Die Bauteile, die der Kerbwirkung besonders unterworfen sind, könnten auch hier aus Stoffen bestehen, die im Sinne dieser Arbeit vergütet sind und den Höchstwert der Trennfestigkeit aufweisen. Eine Verringerung der Abmessungen bei Erhöhung der Festigkeit wäre die Folge. Die Sicherheit des Ganzen können dann die dehnfähigen freien Teile übernehmen, die alsdann zuerst reißen müssen.

Abgesehen von der Gestaltung und von der Wahl der geeigneten Vergütung des Stoffes, sei es durch Wärmebehandlung oder Recken, ist die Frage der Zerrüttung des Kohäsionswiderstandes infolge der Schubverformung von großer Wichtigkeit. Das als Sicherheitsfaktor geforderte Dehnvermögen des Baustoffes bedingt zwar einen Ausgleich der Spannungen[2]. Aber nach Überwindung des Verfestigungsvermögens, das bei Kerbformen sehr schnell überschritten sein kann, ist die Gefahr der Schubverformung vorhanden und eine Herabsetzung der Trennfestigkeit zu befürchten. Da diese gefahrbringende Erscheinung je nach dem Werkstoff sich in sehr verschiedenem Ausmaße hervordrängte, scheint es möglich, durch geeignete Behandlung des Stoffes auch diesen Gefahrpunkt herabzumindern, um die Ausnutzung hoher Kerbfestigkeiten zu fördern.

Zusammenfassung.

Als Trennfestigkeit wird diejenige Bruchfestigkeit behandelt, die bei vollständiger Dehnungsbehinderung vorhanden ist.

An Hand winkelförmig eingekerbter Zugproben wird entwickelt, daß der Zustand vollständiger Dehnungsbehinderung durch Extrapolation aus Versuchswerten schaubildlich dann ermittelt werden kann, wenn sich die Extrapolation zugleich auf den denkbar spitzesten Kerbwinkel von 0° und die gedachte größtmögliche Kerbtiefe, die bis zur Stabachse reicht (Restquerschnitt = Null), bezieht.

Die so begrifflich festgelegte Trennfestigkeit wird an einer Reihe verschiedener Stoffe praktisch ermittelt und ihre Abhängigkeit von der Reckung und Vergütung dargestellt. Ihre Beziehung zu den Kennziffern des üblichen Zugversuches wird erläutert. Die beim Zugversuch ermittelte Reißfestigkeit (im Fließkegel) findet eine weitere Klärung.

Auf die Vorteile der im Sinne höchster Trennfestigkeit vergüteten Stoffe bei der Anwendung an kerbähnlichen Konstruktionsteilen wird hingewiesen; andererseits wird auf die die Trennfestigkeit zerrüttenden Einflüsse aufmerksam gemacht.

Herrn Professor Memmler, in dessen Abteilung die Versuche zur Durchführung kamen, danke ich für die mir erwiesene Unterstützung.

[1] Diesen Begriff entnehme ich einer Anregung, die Herr v. Moellendorff gelegentlich einer Besprechung im Materialprüfungsamt gab.

[1] Veröffentlichung dieser sehr umfangreichen Versuche des Materialprüfungsamts ist in Aussicht genommen.

[2] Vgl. W. Schachenmeier: Bauing. Bd. 3, S. 737—46. 1922.

Digitized by Google

Statische Grundlagen zum Schwingungsbruch[1].

Von **W. Kuntze.**

Die beiden auffallendsten Merkmale des Schwingungsbruches findet man in der Beschränkung der plastischen Verformung auf einen geringen, unmittelbar an der Bruchstelle gelegenen Raumanteil und in einer Unterfestigkeit, die überschläglich nur etwa 50 vH. der statischen Bruchfestigkeit und einen noch weit geringeren Bruchteil der effektiven Zerreißfestigkeit am Zugstabe ausmacht. Die Verformungsvorgänge und die Festigkeitserscheinungen beim Schwingungsvorgang stehen also zunächst im Widerspruch zum statischen Zug- oder Druckversuch. Im Schwingungszustand werden die Vorgänge jedoch nur in andere Bahnen geleitet; ein grundsätzlicher Widerspruch liegt, sofern man neuere Forschungsergebnisse aus dem Grenzgebiete zwischen elastischer und plastischer Verformung, als auch des eigentlichen Zerreißvorganges zur Beurteilung heranzieht, nicht vor. Vielmehr lassen sich sowohl die Verformungseinschränkung, als auch die Verminderung des Zerreißwiderstandes mit statischen Erscheinungen erklären.

Schwingungen, die rein elastischer Natur sind, können nach heutiger Erfahrung einen Bruch nicht herbeiführen. Sobald aber die Schwingungsamplitude in das plastische Gebiet hineinreicht, ist ein Bruch nach einer genügenden Anzahl Schwingungen möglich. In diesem Falle sind nun im allgemeinen die plastischeren Stoffe den weniger plastischen überlegen, weil sie eine Dämpfung aufweisen, die nach der vorherrschenden Anschauung auf die Schwingungen hemmend einwirkt. Plastische Stoffe können, wenn sie nicht allzu hohen Spannungen ausgesetzt werden, eine praktisch ausreichende Lebensdauer aufweisen, auch wenn die Schwingungen nicht rein elastischer Natur sind.

Die äußeren Umstände, die in solchem Fall die Grenzen der Festigkeit und Lebensdauer festlegen, sind noch nicht vollständig geklärt; ich kann hierauf nicht näher eingehen. Vielmehr werde ich an der Hand statischer Vorgänge zeigen, wie es möglich ist, daß unter Zusammenziehung der Formänderungen auf die nächste Bruchumgebung die Probe unter so geringen Belastungen zu brechen vermag.

Verformungsvorgang.

Genaue Messungen der geometrischen Formänderungsvorgänge beim üblichen statischen Zugversuch ergaben, daß die ersten Dehnungen tatsächlich rein örtlicher Natur und durch irgendwelche schwächenden Umstände, sei es der Gestalt, sei es des Stoffes an sich, bedingt sind. Abb. 1 und 2[2] zeigen die Durchmesseränderung über die gesamte Stablänge hinweg für einen Zugstab aus Siliziumstahl mit ausgeprägter Streckgrenze und für einen solchen aus ausgeglühtem Kupfer. In Abb. 1 ist der allererste Beginn plastischer Verformung festgehalten worden, der sogleich einen rein örtlichen Einbruch (schraffiert) von beträchtlicher Tiefe (1,2 vH. des Durchmessers) zur Folge hatte. In Abb. 2 (Kupfer), in welcher das erste Längsprofil 1 gegenüber dem Ausgangsprofil 0 0,25 vH. Längsdehnung aufweist, ist der Vorgang ausgeglichener. Immerhin ist aus der schraffierten Fläche zu sehen, daß stellenweise Einbuchtungen entstanden sind, von denen naturgemäß eine einzelne an der schwächsten Stelle den Anfang gemacht hat, aber meßtechnisch nicht so gut zu fassen war, wie bei Siliziumstahl.

Bei Fortführung des statischen Zugversuches verfestigen sich die bisher gedehnten Stellen und die Verformungen greifen auf die ungedehnten Stabteile über.

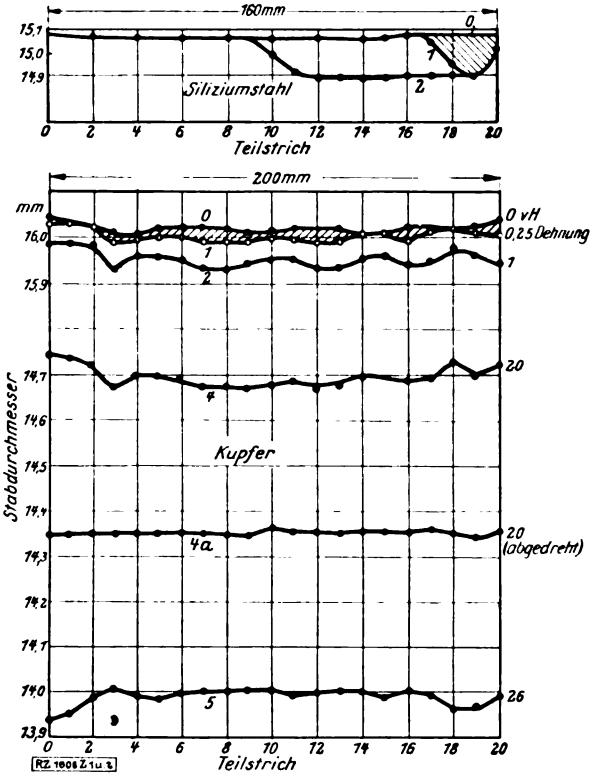


Abb. 1 und 2. Erste bleibende Verformungen an Zugstäben aus Siliziumstahl und Kupfer.

Beide Stoffe unterscheiden sich, wie eine weitere Profillinie 2 zeigt, nur darin, daß bei Siliziumstahl die Erweiterung des Verformungsherdes zunächst nur in axialer Richtung, bei Kupfer zugleich in radialer Richtung stattfindet. Entnimmt man aus einem vorgereckten Kupferstab (Profil 4) eine abgedrehte Probe (Profil 4a), so ist die Neigung zu örtlicher Verformung nicht geringer, wie das Profil 5 erkennen läßt, und zwar treten die größten Verformungen an den Stellen auf, wo sich vor dem Abdrehen der Stab am wenigsten gedehnt hatte, also am wenigsten verfestigt war.

Aus dem Vorgang der Verfestigung beim statischen Zugversuche könnte man nun annehmen, daß auch beim Schwingungsvorgang die plastische Verformung auf die noch ungedehnten und daher unverfestigten Stabteile übergreift. Das ist aber nicht der Fall. Bei wechselnder Belastung wird nämlich die Verfestigung teilweise wieder

[1] Original: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1488—1492. 1928.

[2] W. Kuntze und G. Sachs, Z. V. d. I. Bd. 72, Nr. 29, S. 1011 bis 1016. 1928. Mitt. Sonderheft IX. 1929.

Digitized by Google

rückgängig gemacht. Wir haben in diesem Fall nicht nur eine Herabdrückung der E-Grenze (Bauschingereffekt), sondern jeder Lastwechsel beschleunigt die weitere plastische Verformung schon verformter Teile unter bedeutend geringerer Last weit mehr als eine dauernde Einwirkung der höheren Last, unter der die Vorreckungen stattfanden[1]. In Abb. 3 ist ein statischer Schwingungsvorgang an einem gereckten Kupferstab dargestellt, und zwar unter wechselnder Zugbeanspruchung[2]. Die hierbei auftretenden fortschreitenden Dehnungen sind in

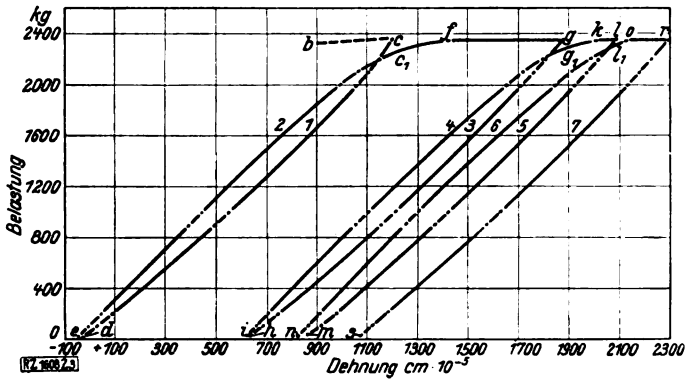


Abb. 3. Statischer Schwingungsvorgang bei Zugbelastung.

Abb. 4 nach der Zeit aufgetragen, und man sieht, da in beiden Abbildungen gleiche, einander entsprechende Buchstaben und Zahlen verwendet wurden, den weit schnelleren Verlauf des Dehnungsvorganges (dick gezeichnet) unmittelbar nach jeder Entlastung, und zwar schon bei einer Last, die unterhalb der vorangehenden liegt. In Abb. 5 sind die Dehnungen in empfindlicherem Maßstabe durch Auftragen der Differenzen ($\lambda = 0{,}4\ P$) dargestellt, und zwar sind die Kurven 2, 4, 6 aus Abb. 3 mit ihren Fußpunkten zusammengelegt. Die Kurven

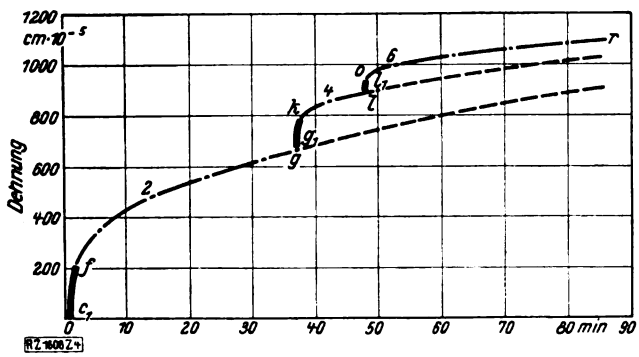


Abb. 4. Zunahme der Dehnungen mit der Zeit bei langsamen Schwingungen.

fallen im oberen Drittel, wo sie die verfrühten plastischen Dehnungen aufweisen, auseinander. In dem unteren, zwei Drittel der Streckgrenze betragenden Gebiete waren hingegen keine bleibenden Verformungen, war also Elastizität, wenn auch keine Proportionalität vorhanden. Ent- und Belastung bilden hier eine geschlossene Hysteresisschleife (schraffiert). Die Lage der Kurven 2, 4, 6 deutet auf eine mit der Zahl der Schwingungen zunehmende Wiederverfestigung im oberen Drittel hin.

[1] P. Ludwik: Z. V. d. I. Bd. 60, S. 795. 1916.

[2] W. Kuntze: Mitt. Materialpr.-Amt und Kaiser-Wilhelm-Institut f. Met.-Forsch., Sonderh. V. 1928.

Liegt wechselnde Zug-Druck-Beanspruchung vor, so sind die gleichen Erscheinungen vorhanden. Abb. 6 und 7 erläutern das Fallen gewisser Dehnungsgrenzen nach vorangehender entgegengesetzter Beanspruchung, und zwar Abb. 6 für einen Messingkristall, Abb. 7 für Duralumin (Polykristall). Die Versuche[1] geben eine an-

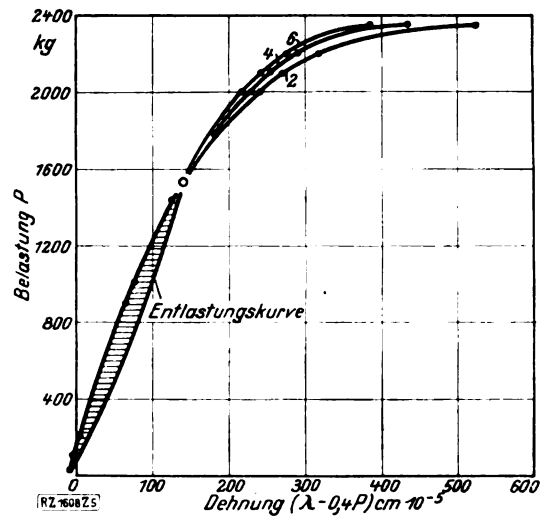


Abb. 5. Dehnungskurven nach wiederholten Entlastungen.

schauliche Deutung des Bauschingereffektes, der bisher schwer verständlich erschien, weil Bauschinger das Verhalten von Streckgrenze und Elastizitätsgrenze einander gegenüberstellt; die Begriffe bedeuten aber qualitativ dasselbe.

Bei Lastwechsel findet also ein beschleunigter Verformungsvorgang bei herabgesetztem Verformungswiderstand gegenüber der Dauerbelastung[2] statt, worauf eine mit zunehmender Schwingungszahl anwachsende Wiederverfestigung folgt. Die beschriebenen Wirkungen beim Lastwechsel verschwinden, wenn der Werkstoff zwischen dem Lastwechsel gealtert oder angelassen wird.

Beim eigentlichen Schwingungsvorgang kann wegen der kurzen Dauer ein Einfluß durch Altern innerhalb einzelner Schwingungen nicht eintreten; hier ist die bei der ersten Schwingung am meisten gedehnte Stelle gegenüber den übrigen Stabteilen auch am meisten geneigt, die nachteilige Wirkung des Lastwechsels auf sich zu vereinigen. Die nachfolgenden Schwingungen werden also die schwache Stelle früher zur weiteren plastischen Verformung bringen, als die übrigen Teile, wodurch diese entlastet werden und unberührt bleiben. Selbstverständlich werden die immer in Begleitung auftretenden elastischen Schwingungen den ganzen Stab beanspruchen.

Man findet also, daß infolge des statischen Lastwechsels die Verformung zunächst verstärkt wird, selbst wenn man unterhalb der ursprünglichen Belastungshöhe bleibt, und daß die letztere, größere Last ohne vorangegangene Entlastung in derselben Zeitspanne nicht die gleiche Wirkung aufzuweisen vermag. Eine dauernde

[1] G. Sachs und H. Shojé: Z. Phys. Bd. 45, S. 776. 1927; G. Sachs: Z. V. d. I. 71, S. 1511. 1927.

[2] I. A. van Broek: J. Iron Steel London 1918; vgl. a. F. Körber: Dauerstandsfestigkeit, Z. Metallkunde Bd. 20, Nr. 2, S. 45. 1928; G. Welter: Kritische statische Dauerbelastung, ebenda S. 51.

Digitized by Google

Zusammenziehung der Verformungsvorgänge auf eine eng begrenzte Stelle muß beim statischen Vorgang nicht unbedingt vorhanden sein. Wir betrachteten ja eine bestimmte Meßlänge (10 cm) und wählten die Amplitude

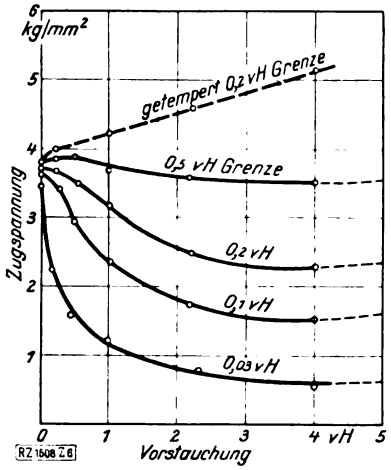


Abb. 6. Veränderung der Elastizitäts- und Streckgrenze eines Messingkristalls bei Zugversuchen durch vorangegangene Stauchungen (nach G. Sachs).

so groß, bis wir Verformungen bemerkten, ohne uns über deren Verteilung Rechenschaft abzulegen. Beim schnellen Schwingungsvorgang muß aber, beabsichtigt beim Versuch oder selbsttätig bei natürlichen Schwingungen, diejenige Schwingungsamplitude naturgemäß überschritten werden, bei der die ersten kleinsten Verformungen an einer örtlich begrenzten Stelle auftreten, wo dann infolge des Lastwechsels im obigen Sinne der Verformungswiderstand zunächst geschwächt wird. Hierin liegt die Ursache der auch weiterhin folgenden Zusammenziehung der Verformung auf die schwächste Stelle. Würde man zwangsweise von vornherein eine genügend große Amplitude wirken lassen, so würde natürlich auch die ganze Stablänge in Mitleidenschaft gezogen werden, aber wahrscheinlich auch die Lebensdauer nicht groß sein können.

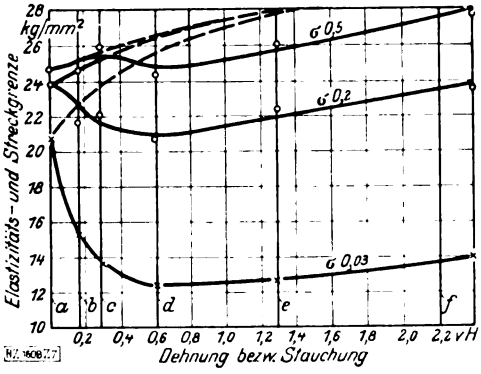


Abb. 7. Beeinflussung der Elastizitäts- und Streckgrenze von Duralumin durch vorangegangene Verformungen in entgegengesetzter Richtung. Gestrichelt ist die Veränderung bei gleichgerichteter Beanspruchung eingezeichnet. (Nach G. Sachs.)

a = Druck, veredelt; *b* = Zug nach 0,163 vH Stauchung; *c* = Druck nach 0,292% Dehnung; *d* = Zug nach 0,611% Stauchung; *e* = Druck nach 1,29% Dehnung; *f* = Zug nach 2,42% Stauchung.

Die Gefahrengrenze (Schwingungsfestigkeit) liegt eben da, wo die ersten örtlichen Dehnungen gerade groß genug sind, um durch ständige Hin- und Rückbewegungen den Verformungswiderstand herabzusetzen und so die Zusammenziehung auf die zukünftige Bruchstelle zu begünstigen. Hierdurch wird nun auch die Zerreißfestigkeit, wie im folgenden ebenfalls an der Hand des statischen Zugversuches erläutert werden soll, stark zerrüttet.

Zerreißvorgang.

Zur Deutung dieser Erscheinung muß man sich klarmachen, daß der statische Zugversuch zwei verschiedenartige Verformungsvorgänge aufweist, die nach neueren Versuchen auf den Werkstoff eine gegenteilige Wirkung hinsichtlich des Zerreißwiderstandes ausüben: Die Gleichmaßdehnung ist mit einer Regelung der Kristallite verbunden. Die einzelnen Kristallkörner eines Vielkristalls weisen eine verschiedene kristallographische Orientierung auf, d. h. die Richtung ihrer Gleitflächen zur Stabachse wechselt. Nun werden bei einer Belastung zuerst in denjenigen Gleitflächen die Schubwiderstände überwunden werden, in denen die wirksamen Schubspannungen am größten sind, alsdann wird bei Lasterhöhung je nach der Orientierung in den übrigen Gleitflächen nach und nach derselbe Vorgang einsetzen. Die mit dem Fortschreiten der Gleitvorgänge einherschreitende Verfestigung ist viel größer, als sich aus der wechselnden Orientierung allein berechnen läßt[1]. Die Ursache dieser Erscheinung ist noch nicht geklärt.

Die Summe aller Gleitbewegungen in den Kristallkörnern erzeugt die Gleichmaßdehnung des Zugstabes, die mithin eine von den Kristalleigenschaften abhängige Größe ist. Mit der Höchstlast mag der Vorgang der Regelung noch nicht vollständig abgeschlossen sein; es ist jedoch eine in Beziehung zur Kraftrichtung gleichwertigere Struktur (erzwungene Homöotropie)[2] der Kristallkörner erreicht worden.

Mithin müssen nunmehr bei weiterer Dehnung ohne Rücksicht auf einzelne Kristalle die Schubwiderstände in den das ganze Stabvolumen unter 45° zur Achse durchsetzenden Schubflächen größter Schubspannungen überwunden werden. Die Wirkungen vieler solcher Schubflächen, die um einer aufgezwungenen Symmetrie halber nach irgendeiner geometrischen Regel um die Stabachse herum angeordnet sind, erzeugen an einer schwächsten Stelle die Fließkegeleinschnürung. Die Schubverformung im Fließkegel ist mithin der Hauptsache nach nicht mehr von kristallographischen Gesetzen abhängig. Die bei der Streckgrenze des Stahles unter 45° zur Stabachse verlaufenden Fließlinien sind von kristallographischen Gesetzen diktierte Bewegungserscheinungen, die ebenfalls in Gebieten größter Schubkräfte, also zunächst in einzelnen unter 45° geneigten Flächen zuerst erscheinen, aber nicht mit den ausgeprägteren Schubvorgängen im Fließkegel zu vergleichen sind.

Nun soll der Einfluß beider Arten der Verformung auf den Bruchvorgang des Stabes besprochen werden. Für den Schwingungsbruch spielt nur die Reißfestigkeit eine Rolle, nicht aber die übliche Bruchfestigkeit; denn diese stellt lediglich denjenigen Verformungswiderstand dar, der bei einem Höchstwert der absoluten Last auf-

[1] E. Schmid: Z. Phys. Bd. 22, S. 328. 1924.

[2] W. v. Moellendorf und Czochralski: Z. V. d. I. Bd. 57, S. 1018. 1913.

Digitized by Google

tritt[1]. Der Höchstwert ist die mathematische Bedingung dafür, daß $\frac{ds}{s} = -\frac{dF}{F}$ ist, d. h. die Höchstlast ist dann erreicht, wenn die auf die jeweilige Spannung (s) bezogene Spannungszunahme $\left(\frac{ds}{s}\right)$ gleich der auf den jeweiligen Querschnitt (F) bezogenen Querschnittsabnahme $\left(-\frac{dF}{F}\right)$ ist. Vor Erreichen der Höchstlast ist die Spannungszunahme größer als die Querschnittsabnahme.

Wird nun aber die Querschnittsabnahme infolge der zur Gleichmaßdehnung hinzutretenden Schubverformung größer als die Spannungszunahme, so muß die Last fallen, und die Tragfähigkeit des ursprünglichen Stabes ist praktisch erschöpft, weil er einen kleineren Querschnitt im Fließkegel aufweist. Er ist aber noch nicht zerrissen, und sein Verformungswiderstand steigt noch bis zu derjenigen effektiven Spannung an, bei der der endgültige Bruch eintritt (Zerreißfestigkeit).

Die Bruchfestigkeit ist mithin veränderlich, wenn man, ohne den Werkstoff zu verändern, die Dehnungsverhältnisse mechanisch beeinflussen kann, was z. B. bei eingekerbten Proben der Fall ist. Bei solchen muß unter Dehnungsbehinderung die Höchstlastbedingung bei höherer Belastung (bezogen auf den Restquerschnitt) eintreten. Wir können nach den so dargelegten Vorgängen beim Schwingungsbruch vom Vorhandensein oder Überschreiten einer Bruchfestigkeit im üblichen Sinne nicht reden, da die eben geschilderten Bedingungen hierfür gar nicht eintreten können. Denn weder die hierzu notwendige Spannung, noch die Verformung kann erreicht werden, sofern die Beanspruchung nicht wesentlich höher als die Schwingungsfestigkeit liegt.

Wenn nun beim Schwingungsversuch der Stab verfrüht reißt, so liegt das an der Verringerung der Trennfestigkeit infolge der Schubverformung[2], wohingegen die Gleichmaßdehnung verfestigend auf die Trennfestigkeit einwirkt[3]. In Abb. 8 sind die effektiven Zugspannungen den Trennfestigkeiten für die entsprechenden plastischen Dehnungsgrade von Flußstahl (Probe 70 geglüht, Probe 73 bei 800° C abgeschreckt) gegenübergestellt.

Die Trennfestigkeit des gereckten wie auch des ungereckten Werkstoffes wurde an eingekerbten Proben durch Extrapolation als derjenige Grenzwert der Bruchfestigkeit ermittelt, der bei vollständiger Dehnungsbehinderung auftritt. Gereckte Stoffe haben eine größere Trennfestigkeit als ungereckte, und zwar wächst sie zunächst linear mit dem Reckgrad bis zur Höchstlast und erheblich schneller als der Verformungswiderstand (effektive Spannungen), alsdann vermindert sich im Fließkegel die Zunahme, und schließlich schneiden sich Spannungskurve und Kurve der Trennfestigkeiten im Zerreißpunkt. Der verhältnismäßig geringe Betrag der Zerreißfestigkeit des Zugstabes kann also nur durch Verminderung der Trennfestigkeit infolge von Schubvorgängen im Fließkegel erklärt werden; denn der Zugstab durchläuft dieselben plastischen Dehnungen, wie sie den Sonderproben zur Ermittlung der Trennfestigkeit bei den entsprechenden Dehnungsgraden vorausgingen[1].

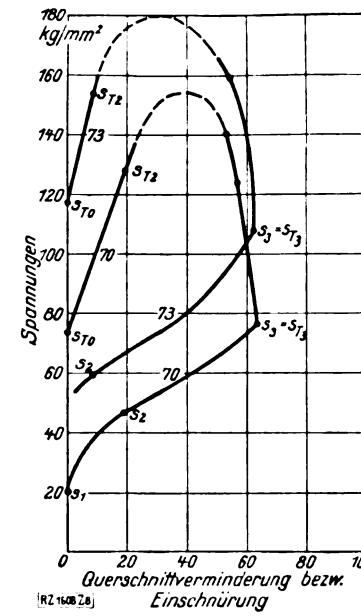


Abb. 8. Verlauf von Trennfestigkeit und Verformungswiderstand bei zunehmender Reckung.

s_T = Trennfestigkeit; s = eff. Zugspannungen; o = Zeiger für ungereckten Zustand; 1, 2, 3 = Zeiger für Streckgrenze, Höchstlast und Zerreißlast.

Durch diese Vorgänge kann die Zerreißfestigkeit des Zugstabes noch weit mehr vermindert werden, wenn, wie es bei Aluminium und Kupfer gefunden wurde, zugleich der Verformungswiderstand und damit der Schnittpunkt beider Kurven herabsank. In diesen Fällen lag die Zerreißfestigkeit (effektive Spannung) schließlich weit unter der Bruchfestigkeit. Die Zerreißfestigkeit des Zugstabes kann also immer als eine durch Ermüdung herabgesetzte Trennfestigkeit angesehen werden.

Beim statischen Zugversuch kann, wie beschrieben, erst nach Überschreiten der Höchstlast eine Schubverformung eintreten. Beim Schwingungsvorgang wird nur bei der ersten Schwingung eine Verformung im Sinne der Gleichmaßdehnung vorhanden sein können. Bei den folgenden Schwingungen muß indessen infolge der ständigen Umkehr eine Schubbewegung erzwungen werden. Die Erreichung der Höchstlast ist hierbei nicht Vorbedingung. Wenn auch die Schubwege sehr klein angenommen werden müssen, so dürfte die große Zahl der Schwingungen doch deren Wirksamkeit auf die Trennfestigkeit genügend begünstigen; denn beim statischen Zugversuch wird durch den einfachen Schubvorgang im Fließkegel die Trennfestigkeit so erheblich vermindert, daß sie geringer als die Streckgrenze werden kann.

[1] M. Considère: Die Anwendung von Eisen und Stahl bei Konstruktionen. Wien 1888; P. Ludwik: Elem. d. Technol. Mechanik. Berlin 1909; F. Körber: Mitt. Kais.-Wilh.-Inst. f. Eisenforsch. Bd. 3, S. 1. 1921; G. Sachs: Werkstoffausschuß des Vereins deutscher Eisenhüttenleute, Ber. 58. 1925.

[2] W. Kuntze: Vgl. S. 9 bis 12; vgl. a. H. J. Gough, D. Hansen und S. J. Wright: Aeron. Research Comittee R. A. M. Nr. 1025. 1926: Bei Ermüdungsversuchen mit Aluminiumkristallen entsteht der Bruch durch Ausbildung von Rissen entlang der wirksam gewesenen Gleitflächen; diese Gleitflächen sind durch eine verhältnismäßig geringe Kohäsion ausgezeichnet. P. Ludwik und Scheu: Z. V. d. I. 67, S. 122. 1923; Z. Metallkunde Bd. 15, S. 68. 1923.

[3] G. Masing und M. Polanyi: Z. Phys. Bd. 28, S. 169. 1924; E. Schmid: ebenda Bd. 32, S. 918. 1925.

[1] W. Kuntze: S. 9 bis 12.

Digitized by Google

Ganz gleichartige Zerstörungsvorgänge treten also auch beim üblichen statischen Zugversuch auf. Der Unterschied liegt nur darin, daß hier erst die Höchstlast (Bruchfestigkeit) überwunden werden muß, während durch den Schwingungsvorgang schon die kleinsten plastischen Dehnungen zwangsweise Schub und damit eine verfrühte Zerrüttung der Trennfestigkeit erzeugen.

Erörterungen zur Schwingungsfestigkeit.

Die allgemeine Frage: wie muß man die Werkstoffe behandeln, um sie gegen den Schwingungsbruch widerstandsfähig zu machen, findet in der soeben dargestellten Erscheinung einen Fingerzeig. Es gibt vermutlich Stoffe, deren Neigung zur Zerrüttung beim Schubvorgang durch Behandlung gemildert werden kann. Auf diese Weise wird das Verhältnis der Reißfestigkeit (Reißverfestigung) zur Gleitfestigkeit (Gleitverfestigung) günstiger gestaltet. Auf dieses Verhältnis und dessen Bedeutung ist schon mehrfach hingewiesen worden[1]. Wenn dieser Quotient ungünstig ausfällt, so wird — wenn nicht ohnehin ein spröder Stoff vorliegt — das meist daran liegen, daß die Reißfestigkeit infolge der geschilderten Umstände zu stark herabgesetzt worden ist. Es bleibt zu erwägen, ob es sich in diesem Sinne nicht lohnt, die Veränderlichkeit der Reißfestigkeit planmäßig an gebräuchlichen Stoffen zu untersuchen.

Die meisten Stoffe (nach Lehr[2] etwa 70% der untersuchten) gingen bei der Schwingungsbeanspruchung zu Bruch, sobald die plastischen Verschiebungen anwuchsen bei einer gleichzeitigen plötzlichen Steigerung der Arbeitsaufnahme. Die übrigen, etwa 30%, waren in der Lage, an der Ermüdungsgrenze noch beträchtliche plastische Verschiebungen zu erleiden. Dies wird entsprechend den gegenwärtigen Anschauungen mit dem Dämpfungsvermögen erklärt. Zur Dämpfung neigen im allgemeinen dehnfähige Stoffe. Mithin ist es auffallend, daß nach Lehr Aluminium und Kupfer kein Dämpfungsvermögen aufweisen sollen, weil sie schon an der Grenze geringster plastischer Verschiebungen ermüden. Sollte die frühzeitige Ermüdung nicht vielmehr daran liegen, daß trotz der Fähigkeit zur Dämpfung gerade diese beiden Stoffe (wie von mir festgestellt wurde) sehr unter Herabsetzung der Zerreißfestigkeit infolge von Schubverformungen leiden?

Wenn auch einzelne Stoffe geringe plastische Verschiebungen beim Schwingungswechsel dauernd zu ertragen vermögen, so liegt doch der unterste Gefahrenpunkt dort, wo die ersten plastischen Verschiebungen, verbunden mit entsprechender zunehmender Arbeitsaufnahme, eintreten. Diese Grenze mit der konventionellen statischen Elastizitätsgrenze in Einklang zu bringen, fällt schwer, weil diese plastische Verformungen duldet[3]. Die Proportionalitätsgrenze ist häufig nicht vorhanden oder liegt unverhältnismäßig niedrig: sie fällt obendrein bei der geringsten Überschreitung auf 0 herab[4]. Sie kommt mithin auch nicht in Betracht. Meine elastischen Messungen an Kupfer zeigten aber, daß es bei vorbelasteten, nicht gealterten Stoffen (und solche haben wir ja immer bei genügend hoher Schwingungsbeanspruchung) eine Grenze gibt, vgl. Abb. 5, bis zu der vollständige Rückgängigkeit der Dehnung, also Elastizität, aber keine Proportionalität vorhanden ist. Hin- und Rückgang schließen eine Hysteresisschleife ein (schraffiert), die trotz Rückgängigkeit ein geringes Arbeitsvermögen darstellt, ohne daß zugleich eine erhebliche äußere Arbeit aufgenommen wird. Nun stimmt diese Bedingung für diese Grenze mit dem Kriterium für die Ermüdungsgrenze nach Lehr überein, das besagt, daß die ersten schnell zunehmenden plastischen Verschiebungen, die mit entsprechender Arbeitsaufnahme verbunden sind, gefahrbringend sind. Diese statische Grenze voller Elastizität (ohne Proportionalität) wurde je nach dem Reckgrade zu 66 bis 75% der Streckgrenze ermittelt. Nach den Schwingungsversuchen von Lehr lag die Dauerfestigkeit bei einer Reihe veröffentlichter Ergebnisse[1] im Durchschnitt bei 72% der Streckgrenze, steht also in sehr guter Übereinstimmung mit obigem Befund. Nur wenige sehr feste Stoffe wichen stärker von diesem Durchschnitt nach unten hin ab.

Jenseits dieser Grenze spielt sich im allgemeinen die Ermüdung ab. Die genaue Lage der Schwingungsfestigkeit bildet der Schnittpunkt aus zwei gegenläufigen Vorgängen: erstens der allmählichen Verminderung der Reißfestigkeit durch häufige Schubbewegungen, zweitens einer allmählichen Wiedererhöhung des Verformungswiderstandes entsprechend den Kurven 2, 4, 6, Abb. 5, nach vorangegangener Entfestigung. Diese Erhöhung des Verformungswiderstandes dürfte bei sehr erweichten Stoffen eine wesentliche Rolle spielen, so daß die Ermüdungsgrenze schließlich höher liegen kann als die ursprüngliche, sehr niedrige Streckgrenze.

Im Zusammenhang hiermit sei noch eine Erscheinung erwähnt, die beim Schwingungs- und statischen Versuch übereinstimmend vorhanden ist. Läßt man einen Probestab kurze Zeit unter einer Beanspruchung arbeiten, die ihn bei längerer Dauer zum Bruch bringen muß, so vermag er kurz darauf unter geringeren Beanspruchungen dieselbe plastische Verschiebung zu erleiden. Er ist mithin weniger fest. Auch der statische Versuch, Abb. 3, zeigt denselben Vorgang. Läßt man zwischendurch den Stab sich erholen (altern), so tritt wieder eine größere Widerstandsfähigkeit ein. Auch dies steht zur statischen Erscheinung in keinem Widerspruch.

Der Einfluß von Einkerbungen bewirkt naturgemäß eine starke Zusammenziehung der Verformungsvorgänge und wirkt somit beschleunigend auf den Zerreißvorgang. Aus vorangehenden Erwägungen geht aber hervor, daß auch ohne Einkerbung genügend Anlässe zur Zusammenziehung der Vorgänge auf die Bruchstelle vorhanden sind.

Zusammenfassung.

Zwei Erscheinungen des Schwingungsbruches werden an der Hand statischer Versuche behandelt: 1. die Zusammenziehung der Verformung auf die Bruchstelle,

[1] P. Ludwik: Z. V. d. I. Bd. 70, S. 379. 1926; Z. Metallkunde Bd. 20, Nr. 2, S. 37. 1928; E. Schmid: ebenda S. 69.

[2] Dissertation. Stuttgart 1925.

[3] W. Kuntze, G. Sachs und H. Sieglerschmidt: Z. Metallkunde Bd. 20, Nr. 2, S. 64. 1928. Mitt. Sonderh. X. 1929.

[4] W. Kuntze s. Anm. 2, S. 18.

[1] Z. Metallkunde Bd. 20, Nr. 2, S. 78. 1928.

Digitized by Google

2. die Verminderung der Zerreißfestigkeit bis unter die Streckgrenze.

Die Zusammenziehung der Verformung wird als Folge der ersten örtlichen Verformung erklärt, die nach der ersten wechselnden Belastung an der betroffenen Stelle eine Verminderung des Verformungswiderstandes bis auf etwa zwei Drittel bis drei Viertel der Streckgrenze hervorruft. Bei mehrmaligem Lastwechsel tritt alsdann wieder eine geringe Erholung des Verformungswiderstandes ein.

Die sich wiederholenden Hin- und Zurückbewegungen sind als Schubvorgänge aufzufassen, die im Gegensatz zu der ersten vorausgegangenen, von Faktoren des Kristallbaues abhängigen Verformung eine Verminderung des Zerreißwiderstandes bis unter die Streckgrenze erzeugen.

Die Lage der dynamischen Ermüdungsgrenze ist durch den gerade vorhandenen Verformungswiderstand nach wiederholter Belastung und durch Verminderung der Zerreißfestigkeit durch die Schubverformung bedingt.

Da die genannten Bedingungen bei statischen Prüfungen zahlenmäßig erfaßt werden können, wird auf den wahrscheinlichen Erfolg einer planmäßigen Untersuchung in dieser Hinsicht aufmerksam gemacht.

Apparat zur Messung der Querschnittsänderungen belasteter Stäbe.

Von **H. Sieglerschmidt**[1].

Die Messung der Querschnittsänderungen eines Stabes unter einer Zug- oder Druckbelastung unterhalb der Streckgrenze stößt insofern auf Schwierigkeiten, als die Dickenänderung des Stabes im Vergleich zu der an sich schon geringen Längsdehnung außerordentlich klein ist. So beträgt die Längsdehnung eines Stahlstabes von 12 mm Dicke bei 10 cm Meßlänge und einer Zugbelastung von 500 kg 0,00209 cm, seine Querkontraktion nur 0,00007 cm. Die Meßapparatur muß also eine sehr hohe Empfindlichkeit in der Anzeige besitzen.

Der von Grüneisen zur Messung der Querkontraktion von Drähten benutzte Interferenzapparat[2] genügt zwar hohen, an die Empfindlichkeit der Apparatur gestellten Anforderungen; er ist aber reichlich umständlich in der Handhabung und Auswertung der Ergebnisse und kommt daher für einfache technische Messungen an dickeren Stäben nicht in Frage.

Aus dem Wunsche heraus, den mit der Querkontraktion und Volumänderung belasteter Stäbe zusammenhängenden Fragen nachzugehen, hat Verfasser das im folgenden beschriebene Meßgerät entworfen, welches die Vorzüge einfacher Bauart und Handhabung und einer für Messungen an dicken Stäben ausreichenden Empfindlichkeit der Anzeige in sich vereinigt.

Das Meßprinzip des Apparates ist aus dem Schema Abb. 1 ersichtlich. Er besteht aus zwei ineinandergreifenden Teilen, dem Rahmen R und dem Kipphebel K.

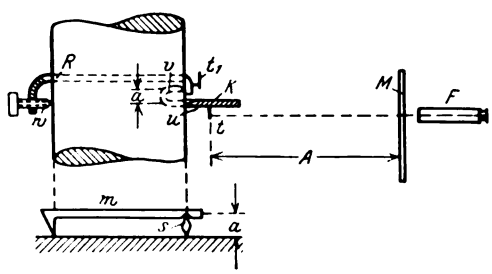


Abb. 1. Meßprinzip.

Rahmen R liegt mittels des Spitzenschräubchens w am Stabe an und greift beiderseits mit zwei Armen (oder ringförmig) um den Stab herum. Am Kipphebel sind drei Schneiden befestigt, eine mittlere u, die gegenüber w am Stabe anliegt, und zwei seitliche v, die sich gegen die beiden Arme des Rahmens stützen. Die Schneiden v liegen senkrecht über der Schneide u; ihr Abstand von u war bei dem hier beschriebenen Apparat $a = 1$ mm. Festes Anliegen der Schneiden und des Schräubchens an Stab und Rahmen wird selbsttätig durch das Eigengewicht des Kipphebels K bewirkt.

Bei der Querkontraktion des Stabes nähern sich die Anlagepunkte w und u des Apparates einander; die hierdurch entstehende Kippbewegung von K um die Scheiden u und v entspricht der Querkontraktion des Stabes und wird mittels eines an K befestigten Spiegels t, der Skala M und des Fernrohres F gemessen.

Für den Abstand A der Skala vom Spiegel ergibt sich ein Übersetzungsverhältnis für die Ablesung der Querkontraktion $\frac{1}{n} = \frac{a}{2A}$ (wo a = Abstand der Schneiden u und v).

Zu berücksichtigen ist, daß der Stab mit fortschreitender Belastung seine Lage im Raume erfahrungsgemäß nicht unverändert beibehält und gleichfalls kleine Drehungen ausführt, die in der Messung der Kippbewegung von K als Fehler enthalten sind. Die Kippbewegung des Stabes im Raume wurde daher mittels eines am Rahmen R befestigten Spiegels t_2 und eines besonderen, im gleichen Abstande A aufgestellten Fernrohres mit Skala gemessen und ist von der Ablesung der Kippbewegung des Hebels K in Abzug zu bringen.

Der Apparat wirkt nicht anders als ein Spiegelapparat $m\,s$ nach Martens (siehe Abb. 1, unterer Teil)[1] mit einer Schneidenbreite a. Die Anordnung mehrerer Schneiden (u, v) hat gegenüber der Anordnung nur einer Schneide (s) beim Martensschen Spiegelapparat den Vorzug, daß die Schneiden einander beliebig nahegerückt werden können und hierdurch das Übersetzungsverhältnis der Vorrichtung sehr groß wird[2].

[1] Original: Meßtechn. Bd. 5, S. 8 bis 13. 1929.

[2] Z. Instrumentenk. Bd. 28, S. 89ff. 1908.

[1] K. Memmler: Das Materialprüfungswesen. Stuttgart: Verlag von Ferd. Enke 1924. S. 123 und 124.

[2] Das Prinzip der Anordnung mehrerer Schneiden oder Spitzen zur Erreichung größerer Meßempfindlichkeit ist bereits beim Dehnungsmesser von Martens-Kennedy zur Anwendung gelangt. Neu ist bei dem hier beschriebenen Apparat die eigenartige Anwendung des Prinzips auf die Messung der Querkontraktion und die in Richtung des Andrucks erfolgende Bewegung der Schneiden.

Digitized by Google

Aus der gleichen Wirkungsweise der beschriebenen Meßvorrichtung und des Martensschen Spiegelapparates folgt weiter, daß die systematischen Fehler beider Apparate die gleichen sind[1]. Sie sind bei den geringen, hier in Frage kommenden Kippbewegungen von K zu vernachlässigen.

Die konstruktive Ausführung der in Abb. 1 nur im Prinzip dargestellten Meßapparatur läßt Abb. 2 bis 4 und das Lichtbild (Abb. 5) erkennen.

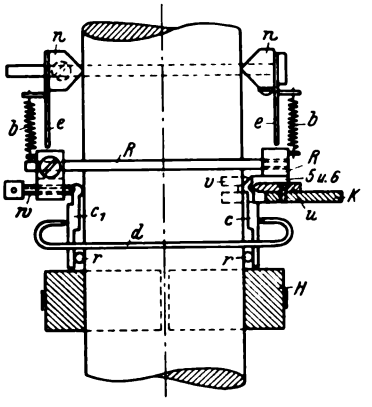


Abb. 2. Gesamtanordnung.

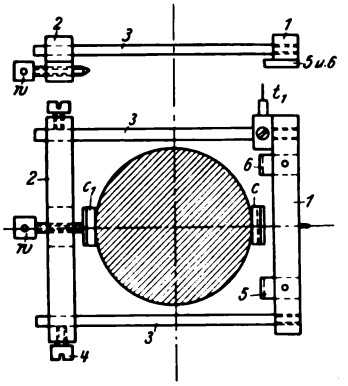


Abb. 3. Rahmen R.

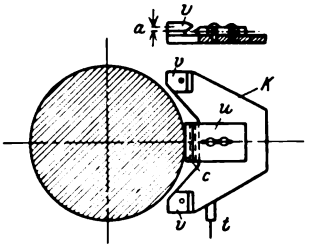


Abb. 4. Kipphebel K.

Abb. 2 bis 4. Meßgerät zur Feststellung der Querkontraktion belasteter Stäbe.

Da es sich bei Vorversuchen gezeigt hatte, daß die Mittelschneide des Kipphebels sich bei der Drehbewegung des letzteren in den Stab eindrückte, wurde zur Vermeidung der hierdurch entstehenden Meßfehler der Apparat nicht direkt am Stabe, sondern an zwei Zwischenstücken c und c_1 angesetzt, die mittels einer Klemmfeder d am Stabe befestigt waren[2]. Schneide u lag in einem Kerb am Zwischenstück c, das Schräubchen w in einem Körner am Zwischenstück c_1. Die Zwischenstücke waren zur Vermeidung des Eindrückens an den Berührungsstellen mit dem Stabe gut abgerundet. Damit sie ihre zur Stabachse parallele Lage bei der Dehnung des Stabes unverändert beibehielten, lagen c und c_1 an den Enden nochmals am Stabe an, und zwar auf zwischengelegten Rollen r.

Rahmen R erhielt zwecks besserer Anpassung an verschiedene Stabdicken (10 bis 40 mm) die in Abb 2 und 3 wiedergegebene Form. Zwei Traversen 1 und 2 aus Duraluminium sind durch Stahldrähte 3 miteinander

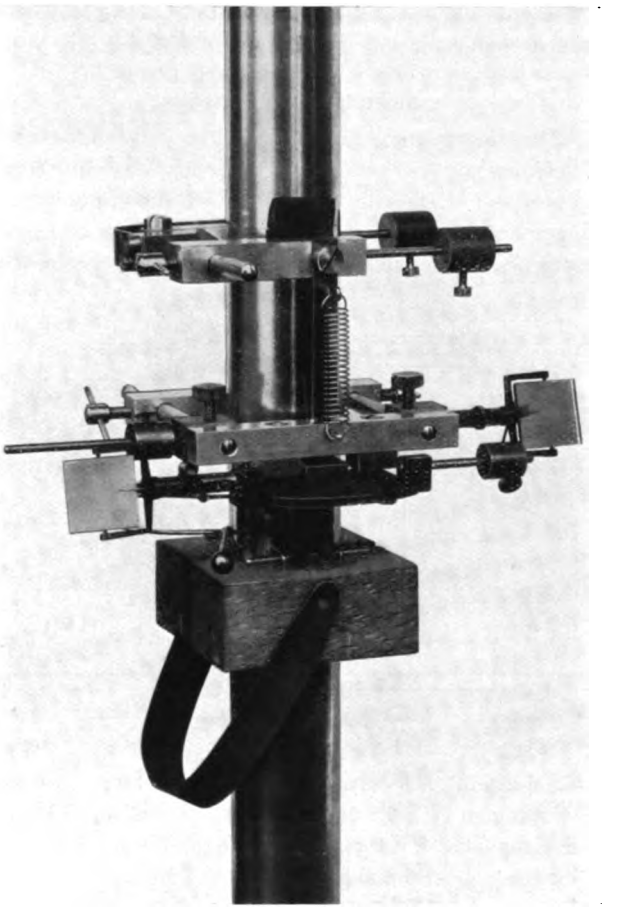


Abb. 5. Meßgerät zur Feststellung der Querkontraktion belasteter Stäbe.

verbunden. Die Drähte sind in Traverse 1 eingeschraubt und in Bohrungen der Traverse 2 durch Klemmschrauben 4 festgehalten. Der Abstand der Traversen kann daher entsprechend der Stabdicke verändert werden. In Traverse 2 ist das Spitzenschräubchen w eingeschraubt; an Traverse 1 sind zwei Stahlstücke 5 und 6 befestigt, an denen Kerben zur Aufnahme der Schneiden v des Kipphebels K angebracht wurden. Letzterer ist nach Abb. 4 eine Platte aus Eisen, auf der die Schneiden u und v angeschraubt sind. Die Einstellung der Schneide u genau senkrecht unter der Verbindungslinie der Schneiden v war dadurch möglich, daß die Befestigungsschräubchen von u am Kipphebel K in einem Schlitz von u verstellbar waren. Die Einstellung der Schneiden wurde mittels eines Mikroskopes beobachtet. Die Befestigung der Spiegel t und t_1 am Rahmen und Kipphebel ist aus Abb. 3 bis 5 ersichtlich.

[1] G. Jensch: Der systematische Fehler der Messung mit dem Martensschen Spiegelapparat. Mitt. Materialpr.-Amt H. 1. 1920.

[2] Bei einigen Versuchen wurde die Klemmfeder fortgelassen; ihr Andruck erwies sich als auf das Meßergebnis ohne Einfluß, ebenso ein verstärkter Andruck der Schneide u.

Digitized by Google

Zur Verhinderung von Lagenänderungen der Schneiden am Apparat und des Apparates am Stabe infolge von Erschütterungen der Maschine war es notwendig, das Gewicht des Apparates durch einige Federn *b b* (Abb. 1 und 5) aufzuheben, die am Rahmen und an einer Klemme *n n* befestigt waren. Der erforderliche Auszug der Federn *b b* konnte leicht am Abstande der an Klemme *n n* befestigten Bleche *e e* vom Rahmen *R* erkannt werden.

Bei der Einstellung des Apparates war darauf zu achten, daß die Platte des Kipphebels und hiermit auch die Schneide *u* sich mit fortschreitender Belastung des Stabes um die zum Stabe senkrechte Stellung als Mittellage drehen soll.

Eichung des Meßgerätes.

Zur Feststellung des senkrechten Abstandes *a* der Schneiden *u* und *v* (Abb. 4) diente das in Abb. 6 dargestellte Eichgerät. Mit der in die Fußplatte *p* eingeschraubten Stange *h* ist bei *S* eine zweite Stange h_1 durch Schneide und Pfanne gelenkartig verbunden.

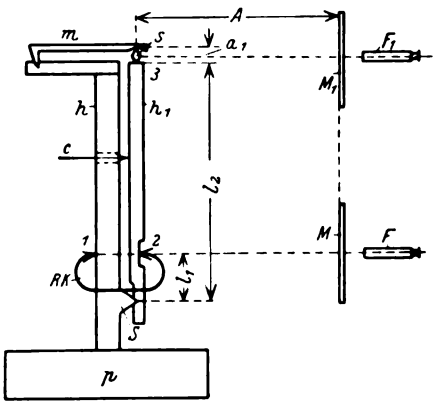


Abb. 6. Eichgerät.

Das Meßgerät *RK* wird bei 1 und 2 angesetzt, und zwar der Rahmen *R* bei 1 in einem Körner an der Stange *h*, der Kipphebel *K* bei 2 in einem Kerb an der Stange h_1. Eine der Querkontraktion von Stäben entsprechende Abnahme des Abstandes der Punkte 1 und 2 wird durch Bewegung der Stange h_1 gegen *h* um die Schneide *S* mittels der Stellvorrichtung *c* bewirkt. Die Horizontalbewegung am Ende der Stange h_1 in der Kerbe bei 3 ist im Verhältnis der Hebelarme l_2/l_1 mal größer als die Änderung des Abstandes 1 bis 2. Die Messung dieser Bewegung mittels eines Martensschen Spiegelapparates *ms*, des Fernrohres F_1 und Maßstabes M_1 ist nach der Skizze ohne weiteres verständlich.

Abb. 7 zeigt die Einrichtung im Lichtbilde. Die Spiralfeder diente zur Aufhängung des Apparates an der Stange *h*.

In Tabelle 1 sind die Ergebnisse einiger Eichungen zusammengestellt. Der Skalenabstand beider Apparate (*ms* und *RK*, Abb. 6) betrug $A = 1136{,}1$ mm. Hierfür betrug die Übersetzung des Spiegelapparates *ms* 1:500, so daß also: $^1/_{10}$ mm an der Skala M_1 gleich $^1/_{5000}$ mm Verschiebung am Kerb 3. Für bestimmte, mittels der Stellvorrichtung bei *c* bewirkte Einstellungen λ_1 an der Skala M_1 ergeben sich die Ablesungen λ_2 an der Skala M[1] des zu eichenden Meßgerätes und die Zunahmen $\Delta\lambda_2$, gemessen in $^1/_{10}$ mm an der Teilung der Skala. Zu berechnen ist hieraus der Schneidenabstand *a* des Meßgeräts und der Skalenabstand für die angenommene Übersetzung 1:4000.

Tabelle 1. Eichung des Meßgerätes.

Einstellung λ_1 in $^1/_{5000}$ mm an der Skala des Spiegelapparates *m s* (Abb. 6)		200	400	600	800	1000
Ablesung λ_2 in $^1/_{10}$ mm an der Skala zum Meßgerät *RK*	Reihe 1	181	362	543	725	906[2]
	Reihe 2	181	362	544	725	906[2]
	Mittel	181	362	544	725	906
Zunahme $\Delta\lambda_2$		181	181	182	181	181

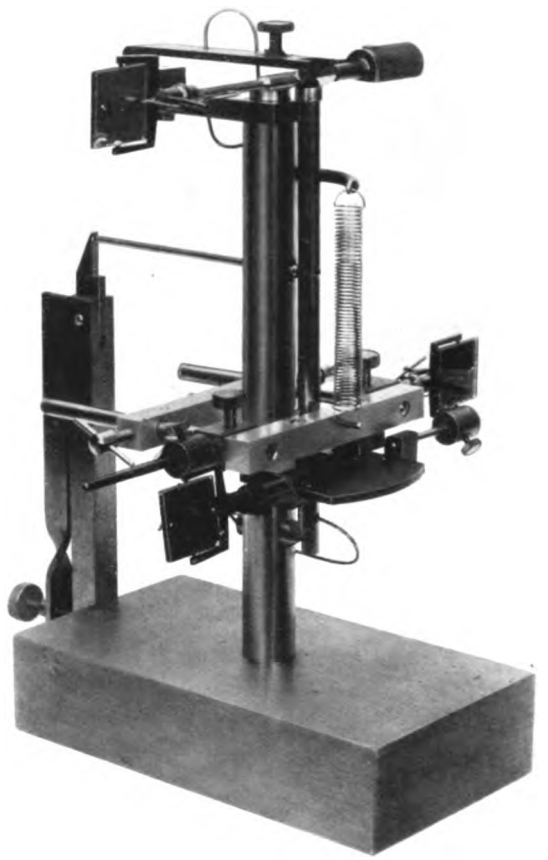


Abb. 7. Eichgerät zur Bestimmung des Schneidenabstands *a*.

Die Zahlenwerte in Tabelle 1 lassen erkennen, daß innerhalb des im Verhältnis zur elastischen Kontraktion von Zugstäben verhältnismäßig groß gewählten Ablesungsbereiches Proportionalität zwischen Einstellung λ_1 und Ablesung λ_2 der Querbewegung besteht. Für die Stufe $\lambda_1 = 0 - 1000\,^{\text{mm}}/_{5000}$ ergab sich $\lambda_2 = 906$ Ableseeinheiten und das Verhältnis $\lambda_1/\lambda_2 = 1{,}104$.

Unter Berücksichtigung der Übersetzung

$$\lambda_1/\lambda_2 = 0{,}20096$$

am Hebel h_1 des Eichgeräts und der Schneidenbreite $a_1 = 4{,}546$ mm des Martensschen Spiegelapparats *s*

[1] In Abb. 1 und 6 ist der Übersichtlichkeit der Darstellung wegen nur ein Fernrohr mit Skala zu den Spiegelapparaten *t* und t_1 des Meßgerätes *RK* eingezeichnet.

[2] Nach Rückeinstellung auf $\lambda_1 = 0$ ging auch die Ablesung λ_2 auf den Wert 0 zurück.

Digitized by Google

ergab sich der gesuchte Abstand der Schneiden u und v zu

$$a = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot \frac{l_1}{l_2} \cdot a_1 = 1{,}0086 \text{ mm}$$

und für eine Übersetzung $n = 1:4000$ des Meßgeräts der Skalenabstand

$$A = \frac{a \cdot n}{2} = \frac{1{,}0086 \cdot 4000}{2} = 2017 \text{ mm}.$$

Bestimmung der Querkontraktion an Stahlstäben.

Zur Ausprobung des Apparates dienten Rundstäbe aus Stahl verschiedenen Durchmessers, und zwar ein Stab, gezeichnet 1 von 12 mm Durchmesser und zwei Kontrollstäbe[1] K 13 und K 22 von 25 und 40 mm Durchmesser.

[1] Kontrollstäbe dienen zur Ermittelung der Fehler in der Belastungsanzeige von Materialprüfungsmaschinen (K. Memmler: Das Materialprüfungswesen, 2. Auflage, 1924, S. 128ff.). Die Abhängigkeit der elastischen Dehnung dieser Stäbe von der Zugbelastung wird durch oft wiederholte Eichung auf besonderen Maschinen genau festgestellt.

Die vorliegende Untersuchung bezweckte keine erschöpfende systematische Feststellung des Verhältnisses $\mu = \varepsilon_q/\varepsilon$ der Querzusammenziehung ε_q zur Längsdehnung ε sowie der Volumänderung der Stäbe bei verschieden hohen Zugspannungen. Hierzu reichen die wenigen, bisher erlangten Versuchsergebnisse nicht aus und es bedarf weiterer umfangreicher Prüfungen und eines größeren, mit Stäben verschiedener Zusammensetzung und Vorbehandlung erlangten Zahlen- und Erfahrungsmaterials. Die Versuche sollen zunächst nur zeigen, daß die Einrichtung bei sorgsältiger Ausführung ihren Zweck erfüllt, und ein Urteil erlauben, ob μ sich mit der Größe der auf den Stab wirkenden Zugkraft wesentlich ändert.

In Tabelle 2 bis 4 sind die Ergebnisse der an den Stäben ausgeführten Messungen zusammengestellt. Die Belastung wurde stufenweise erhöht und bei jeder Stufe die Längsdehnung λ_q und Querkontraktion λ_q gemessen.

Die an den dünneren Stäben 1 und K 13 gemessenen Querkontraktionen (Tabelle 2 und 3) sind — besonders bei den kleinen Laststufen — verhältnismäßig

Tabelle 2. Querkontraktion des Stahlstabes 1.
Stabdurchmesser $d = 1{,}200$ cm, Elastizitätsmodul $E = 2110000$ kg/cm², Stabquerschnitt $f = 1{,}131$ cm², Meßlänge (Längsdehnung) $l = 10$ cm.

Belastung P	kg	500	1000	1500	2000
Spannung $\sigma = \frac{P}{f}$	kg/cm²	442	884	1326	1768
Längsdehnung λ	cm · 10^{-5}	209	419	629	840
Zunahme $\Delta\lambda$		209	210	210	211
$\varepsilon \cdot 10^{-6} = \frac{\Delta\lambda}{l} \cdot 10^{-6}$		209	419	629	840
Querkontraktion λq in $\frac{\text{cm}}{400000}$	Reihe 1	29	59	87,5	117
	Reihe 2	29	58	87,5	117
	Reihe 3	29	58	(87)	117
	Mittel	29,0	58,3	87,4	117,0
Zunahme $\Delta\lambda q$		29,0	29,3	29,2	29,5
$\varepsilon_q \cdot 10^{-7} = \frac{\lambda q}{d} \cdot 10^{-6}$		60,4	121,5	182,3	243,7
Poissonsche Zahl $\mu = \frac{\varepsilon_q}{\varepsilon}$		0,289	0,290	0,290	0,290
Spezifische Volumzunahme $\gamma\ 10^{7}$		882	1775	2642	3522
Kubische Kompressibilität $\chi \cdot 10^{-9} = 3\frac{\gamma}{\sigma}\ 10^{-9}$		600	602	599	598

Tabelle 3. Querkontraktion des Stahlstabes K 13.
Stabdurchmesser $d = 2{,}500$ cm, Elastizitätsmodul $E = 2121000$ kg/cm², Stabquerschnitt $f = 4{,}909$ cm², Meßlänge (Längsdehnung) $l = 15$ cm.

Belastung P	kg	2000	4000	6000	8000	10000
Spannung $\sigma = \frac{P}{f}$	kg/cm²	407	815	1222	1630	2037
Längsdehnung λ	cm · 10^{-5}	288,7	577,9	867,8	1158,5	1450,0
Zunahme $\Delta\lambda$		288,7	289,2	289,9	290,7	291,5
$\varepsilon \cdot 10^{-6} = \frac{\lambda}{l} \cdot 10^{-6}$		192	385	578	772	967
Querkontraktion λq $\frac{\text{cm}}{400000}$	Reihe 1	56	112	168	223	279
	Reihe 2	56	112	168	223	279
	Reihe 3	56	112	167	223	279
	Mittel	56	112	168	223	279
Zunahme $\Delta\lambda q$		56	56	56	55	56
$\varepsilon_q \cdot 10^{-6} = \frac{\Delta q}{d} \cdot 10^{-6}$		56	112	168	223	279
Poissonsche Zahl $\mu = \frac{\varepsilon_q}{\varepsilon}$		0,292	0,292	0,291	0,289	0,289
Spezifische Volumzunahme $\gamma\ 10^{7}$		800	1609	2418	3257	4085
Kubische Kompressibilität $\chi \cdot 10^{-9} = 3\frac{\gamma}{\sigma} \cdot 10^{-9}$		591	594	594	600	603

Digitized by Google

Tabelle 4. Querkontraktion des Stahlstabes K 22.
Stabdurchmesser $d = 3{,}998$ cm, Elastizitätsmodul $E = 2078000$ kg/cm², Stabquerschnitt $f = 12{,}56$ cm², Meßlänge (Längsdehnung) $l = 20$ cm.

Belastung P . . . . . kg	5000	10000	15000	20000	25000	30000	35000	40000	45000	50000
Spannung σ . . . . . kg/cm²	398	797	1195	1594	1990	2390	2787	3186	3581	3980
Längsdehnung λ . . . . . cm · 10^{-5}	386,5	772,5	1158,4	1544,4	1930,8	2317,7	2705,5	3094,5	3484,8	3876,8
Zunahme $\Delta\lambda$	386,5	386,0	385,9	386,0	386,4	386,9	387,8	389,0	390,3	392,0
$\varepsilon \cdot 10^{-7} = \frac{\lambda}{l} \cdot 10^{-7}$	1933	3863	5792	7722	9654	11589	13528	15473	17424	19384
Reihe 1	89	178	268	357	447	536	627	717	807	897
Querkontraktion λq in $^1/_{400000}$ cm · Reihe 2	91	180	269	359	448	538	629	719	809	899
Reihe 3	90	179	268	357	447	537	626	716	806	896
Mittel .	90,0	179,0	268,3	357,7	447,3	537,0	627,3	717,3	807,3	897,3
λq berichtigt[1]	90,4	179,3	268,2	357,6	446,9	536,1	626,5	716,3	805,9	895,5
Zunahme $\Delta\lambda q$	90,4	88,9	88,9	89,4	89,3	89,2	90,4	89,8	89,6	89,6
$\varepsilon q \cdot 10^{-7} = \frac{\lambda q}{d} \cdot 10^{-7}$	565	1120	1679	2239	2793	3351	3915	4477	5037	5597
Poissonsche Zahl $\mu = \frac{\varepsilon q}{\varepsilon}$	0,292	0,290	0,290	0,290	0,289	0,289	0,289	0,289	0,289	0,289
Spezifische Volumzunahme $\gamma \cdot 10^{-7}$	803	1622	2432	3241	4063	4879	6587	5605	7332	8168
Kubische Kompressibilität $\chi \cdot 10^{-9} = 3 \cdot \frac{\gamma}{\sigma} \cdot 10^{-9}$	605	611	610	610	612	612	612	613	614	615

[1] Unter Berücksichtigung des Maschinenfehlers.

klein. Hier wäre ein größere Übersetzung des Meßgeräts (kleinerer Schneidenabstand a, größerer Skalenabstand A) im Interesse einer genaueren Ermittlung von λ_q erwünscht gewesen.

Das Verhältnis $\mu = \varepsilon_q/\varepsilon$ der auf die Einheit des Stabdurchmessers d bezogenen Querkontraktion ε_q zu der auf die Einheit der Meßlänge bezogenen Längsdehnung ε streut für die untersuchten Stäbe zwischen 0,289 und 0,292, ist also etwas höher als der von Grüneisen für Stahldrähte gefundene Mittelwert $\mu = 0{,}287$.

Die μ-Zahlen zeigen bei Stab 1 ein geringes Ansteigen, bei den Stäben K 13 und K 22 ein geringes Abnehmen mit zunehmender Belastung. Im Mittel war μ bei der elastischen Formänderung der Stäbe und bei Spannungen bis zu 4000 kg qcm fast konstant.

Zu einer genaueren Feststellung der gesetzmäßigen Änderung von μ mit der Spannung des Stabes bedarf es, wie gesagt, eines größeren Zahlenmaterials[1]. Das gleiche gilt von den für die spezifische Volumenzunahme γ und die „kubische Kompressibilität" $\varkappa$[2] erhaltenen Zahlenwerten:

Aus ε und ε_q ergibt sich die Volumenzunahme eines Kubikzentimeters des Stabinhaltes zu

$$\gamma = (1+\varepsilon)(1-\varepsilon_q)^2 - 1 = \sim \varepsilon(1-2\mu) \qquad (1)$$

und die spezifische Volumenzunahme, bezogen auf je 1 kg/cm² Zugspannung in den drei Achsenrichtungen des Würfels („Kubische Kompressibilität" nach Grüneisen):

$$\varkappa = 3\,\frac{\gamma}{\sigma}^{*} \qquad (2)$$

$\varkappa$ ergab sich nach Tabelle 2 bis 4 für die Stärke 1 und K 13, übereinstimmend mit dem von Grüneisen für Stahl gefundenen Wert im Mittel zu 0,000000600, für K 22 etwas höher als bei Grüneisen zu 0,000000612. Hierbei ist zu beachten, daß der Elastizitätsmodul E des Stabes K 22 kleiner war als der von Stab 1 und K 13.

[1] Für die elastischen Dehnungen von Kontrollstäben leitete Jensch eine Beziehung

$$\lambda = \frac{P \cdot l_0}{E_0 F_0} + n\,\frac{P_2 \cdot l_0}{E_0^2 F_0^2} + \cdots$$

ab, die durch die Erfahrung oftmals bestätigt wurde und dem tatsächlichen Verhalten der Stäbe recht gut entspricht (vgl. K. Memmler: Das Materialprüfungswesen, Stuttgart 1924, Verlag von F. Enke, S. 130). Es bedeutet l_0 die Meßlänge, E_0 den Elastizitätsmodul, F_0 den Stabquerschnitt für den Beginn der Untersuchung, n einen Faktor, der aussagt, um wieviel der Elastizitätsmodul (kg/mm²) abnimmt, wenn die Spannung um 1 kg/mm² abnimmt.

Zur Kontrolle und weiteren Entwicklung dieser Beziehung ist eine recht genaue Feststellung der gesetzmäßigen Änderung von μ mit der Spannung des Stabes erwünscht.

[2] Siehe Grüneisen: Anm. 1, S. 260, 2. Spalte.

* Für $\sigma = 1$ kg/cm² Spannung in der Zugrichtung ist $\varepsilon = \frac{1}{E}$, somit nach Gl. (1): $\gamma = \frac{1-2\mu}{E}$ und die Volumvergrößerung des Würfels bei Beanspruchung in allen drei Achsenrichtungen $\varkappa = 3\gamma = 3\,\frac{1-2\mu}{E}$. Die Gleichung gilt unter der Voraussetzung, daß für die Zugbeanspruchung in einer Achsenrichtung festgestellte Volumänderung γ/σ sich auch bei Beanspruchung in einer anderen Achsenrichtung ergeben hätte, also — streng genommen — nur unter der Annahme homogenen Materials.

Digitized by Google

Die Anwendbarkeit des Apparates erstreckt sich nicht allein auf Untersuchung des elastischen Verhaltens der Stäbe. Bei Feststellungen der Streckgrenze und Untersuchung der Verformung an Stäben bei Spannungen oberhalb der Streckgrenze kann entsprechend der gröberen Messung die Übersetzung des Apparates kleiner gewählt und die Ausführung (z. B. durch Fortlassung der Zwischenstücke c und c_1 einfacher gestaltet werden.

Die Versuche sollen zur weiteren Klärung der angeregten Fragen fortgesetzt und auf Stähle verschiedener Vorbehandlung und Zusammensetzung ausgedehnt werden. Daß die Vorbehandlung des Materials von wesentlichem Einfluß auf die Größe des Elastizitätsmoduls — also vermutlich auch auf μ und $\varkappa$ — ist, lassen die stark streuenden E-Zahlen des Stahls und anderer Baustoffe erkennen und ist von Kuntze durch eine systematische Untersuchung von Kupferstäben nachgewiesen worden[1].

Weiter interessiert auch die genaue Feststellung der μ-Zahlen reiner Metalle, da sich nach Grüneisen[2] ein Zusammenhang zwischen μ und anderen physikalischen Eigenschaften der Stäbe (Elastizitätsmodul, Wärmeausdehnung u. a.) nachweisen läßt.

[1] Mitt. Sonderh. V. 1929. Vgl. auch S. 3 bis 7.
[2] Ann. Physik Bd. 25, S. 847. 1908.

Kerbzähigkeit und statische Kennziffern.

Von **W. Kuntze**[1].

Zur Mechanik des Bruchvorganges.

Nach der vorherrschenden Anschauung tritt der Bruch eines Werkstückes dann ein, wenn die beanspruchenden Kräfte den Kohäsionswiderstand erreichen[2]. Nun ist aber der Kohäsionswiderstand mit dem Grade der Verformung veränderlich. Man kann mithin für den Bruch eines verformungsfähigen Werkstoffes, der sich ja bei jeder Beanspruchung verformt, nicht einen dem Ausgangszustand eigentümlichen Ursprungswert der Kohäsion verantwortlich machen, sondern einen durch die Verformung veränderten Wert. Bei Kenntnis der mit zunehmender Verformung veränderlichen Kohäsionswerte kann man dieselben zugleich mit den wahren Spannungen, die infolge der Belastung bei zunehmender Dehnung auftreten, in das übliche Spannungs-Dehnungs-Schaubild einzeichnen. Der Kohäsionswiderstand wird alsdann von den belastenden Kräften im Schnittpunkt beider Kurven erreicht, durch welchen der Bruch gekennzeichnet und der Dehnung des Versuchskörpers ein Ende bereitet ist.

Die Kurve der wahren Spannungen wechselt aber ihr kennzeichnendes Aussehen bei Änderung der Versuchsgeschwindigkeit. Nimmt die Verformungsgeschwindigkeit zu, so wachsen die Verformungswiderstände, und die Kurve der wahren Spannungen steigt daher steiler an[3]. Hierdurch wird auch der Schnittpunkt der Kohäsionskurve mit der Kurve der wahren Spannungen verlegt, so daß in einem solchen Falle die Bruchdehnung einen anderen Wert annehmen kann.

Will man nun zu einer Auswertung dieser Erkenntnisse kommen, so ist es erforderlich, daß man außer den Kohäsionswerten den Einfluß der Versuchsgeschwindigkeit auf den Verlauf der Dehnungskurve kennt. Darüber gibt es keine Kennziffern. M. Moser[1] hat die Begriffe „Arbeitsschnelligkeit" und „Arbeitsträgheit" geprägt. Nach seinen Darlegungen würden arbeitsschnelle Stoffe auch bei der geringen Zeit, die ihnen bei schlagartiger Beanspruchung zur Verfügung steht, der Verformung nachkommen können; der Einfluß der Versuchsgeschwindigkeit wäre bei ihnen also nicht groß. Arbeitsträge Stoffe könnten aber innerhalb der zur Verfügung stehenden geringen Zeitspanne der Verformung nicht nachkommen. Hier wäre der Einfluß der Versuchsgeschwindigkeit groß. Als zahlenmäßigen Ausdruck für die Arbeitsschnelligkeit gibt Moser an Hand der Kerbschlagprobe die „Grenzschlaggeschwindigkeit" an, das ist die Höhe der Schlaggeschwindigkeit, deren Überschreitung maßgebend für das Abweichen des Werkstoffes vom Größtwert des bei der Arbeitsaufnahme sich beteiligenden Raumes der Kerbschlagprobe ist. Gemeint ist also dasjenige Maß der Geschwindigkeit, bei dem der Körper beginnt, spröde zu brechen. Dieser Maßstab ist für die hier gewählte bildliche Erklärung der Vorgänge nicht verwertbar, wie man aus dem Folgenden ersehen wird.

Die Werkstoffe können nämlich auch bei sehr geringer Zeitspanne der Verformung voll nachkommen, es müssen nur die hierzu erforderlichen Kräfte groß genug werden können. Das beweisen eine Reihe von Versuchen[2], in denen bei schlagartiger Beanspruchung übereinstimmend die Bruchdehnung sogar etwas größer gefunden wurde als bei statischer Beanspruchung. Wenn nun, wie die Tatsachen beweisen, bei schlagartiger Beanspruchung die Stoffe sowohl gänzlich spröde als auch unter unein-

[1] Original: Arch. Eisenhüttenwes. 2. Bd., S. 583—590. 1928/29.

[2] A. Rejtö: Die innere Reibung der festen Körper (Leipzig: Arthur Felix 1897), S. 4; P. Ludwik: Elemente der technologischen Mechanik (Berlin: Jul. Springer 1909), S. 49; G. Sachs: Ber. Werkstoffaussch. V. d. Eisenh. Bd. 58, S. 3. 1925; E. Maurer und R. Mailänder: Stahleisen Bd. 45, S. 409—423. 1925; W. Schwinning und K. Matthaes: Mitt. Dt. Verb. Materialpr. Techn. Bd. 78, S. 5. 1927.

[3] A. Martens: Handbuch der Materialienkunde für den Maschinenbau (Berlin: Jul. Springer 1898), Teil I, S. 197; P. Ludwik: s. unter 2, S. 44; Phys. Z. Bd. 10, S. 411—417. 1909; R. Plank: Z. V. d. I. Bd. 56, S. 17. 1912; G. Welter: Z. Metallkunde Bd. 16, S. 6—11. 1924.

[1] M. Moser: Kruppsche Monatsh. Bd. 5, S. 48—58. 1924.

[2] O. Fuchs: Z. V. d. I. Bd. 64, S. 273—277. 1920; F. Körber und R. H. Sack: Mitt. K.-W.-Inst. Eisenforsch. Bd. 4, S. 11—29. 1922; R. Mailänder: Kruppsche Monatsh. Bd. 4, S. 39—51. 1923. Vgl. auch G. Sachs und G. Fiek: Der Zugversuch (Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1926), S. 141.

Digitized by Google

geschränkter Verformung brechen können, so liegt das nicht allein daran, daß deren Verformung von der Geschwindigkeit im verschiedenen Maße abhängig ist, wie im folgenden bewiesen werden soll. Die Hauptrolle spielt hierbei die Kohäsion. Spröde brechende Stoffe haben eine im Vergleich zu ihrem Verformungswiderstand geringe Kohäsion, und der Mosersche Begriff „Grenzschlaggeschwindigkeit" dürfte eher andeuten, daß bei dieser Geschwindigkeit die Verformungswiderstände die Kohäsion erreicht haben (wie das schon von Ludwik gedeutet worden ist), als daß darin eine alleinige Kennzeichnung der mehr oder weniger großen Trägheit des Stoffes in bezug auf seine Verformung liegen sollte.

Die Notwendigkeit einer Kohäsionsprobe ist schon mehrfach betont worden[1]. Eine solche ist unter möglichst einfachen Versuchsbedingungen nicht gut möglich, indessen läßt sich der Begriff einer „Trennfestigkeit" als diejenige Zug- oder Zerreißfestigkeit aus den Festigkeitswerten verschieden tief eingekerbter Proben extrapolieren, die bei vollkommener Verformungsbehinderung infolge denkbar stärkster Einkerbung eintritt[2]. Es ergab sich hierbei, daß die so ermittelte Trennfestigkeit größer wird, wenn der Werkstoff vorher gereckt worden ist, und zwar steigt sie nach Abb. 1a bis zu einem Reckgrad, der dem Einschnürungsbeginn, also der Höchstlast des Werkstoffes, entspricht, linear und erheblich schneller an, als der bis dahin erreichte, für die Verformung erforderliche Widerstand, der durch die Kurve 1 der wahren Spannungen gekennzeichnet ist. Alsdann vermindert sich bei weiterer Reckung (im Fließkegel) die Zunahme der Trennfestigkeit, und schließlich fällt die Kurve derselben steil bis zum Schnittpunkt mit der Kurve der wahren Spannungen im Zerreißpunkt des gestreckten Stabes herab. Die Trennfestigkeit ist also gewissermaßen infolge des Einschnürvorganges erschöpft worden, und die Zerreißfestigkeit (beim Bruch) des Zugstabes kann also als eine durch Erschöpfung herabgeminderte Trennfestigkeit angesehen werden.

Zum besseren Verständnis des Begriffes der Trennfestigkeit mag hier noch eingefügt werden, daß dieselbe im Gegesatz zu den übrigen Kennziffern eine von der Gestalt der Probenform unabhängige Stoffkonstante darstellt. Sie ist diejenige Bruchfestigkeit, die auch ein verformungsfähiger Stoff besitzen würde, falls ihm die Möglichkeit genommen wird, sich weiter zu verformen. Sind aber Verformungen des Stoffes der Ermittlung der Trennfestigkeit vorausgegangen, so geben in verschiedenem Maße verformte Körper auch verschiedene Werte für die Trennfestigkeit, weil ja der Stoff durch die Verformung ein anderer geworden ist. Die Werte der Trennfestigkeitskurve in Abb. 1a sind daher mit Hilfe von besonderen Proben ermittelt worden, die im voraus Verformungen verschiedenen Grades erfahren hatten, und an denen nun unter Behinderung weiterer Verformung die Bruchfestigkeit, also die Trennfestigkeit, ermittelt wurde[1]. Für jeden Stoff ist die Trennfestigkeit im vorliegenden Zustande des Stoffes eine Konstante. Da aber jeder verformungsfähige Stoff (wie eingangs erwähnt) bei seiner Beanspruchung, die schließlich zum Bruch führt, Verformungen durchmacht, die seinen stofflichen Charakter ändern, so ist auch nicht die Trennfestigkeit im Ausgangszustand für seinen Bruch maßgebend,

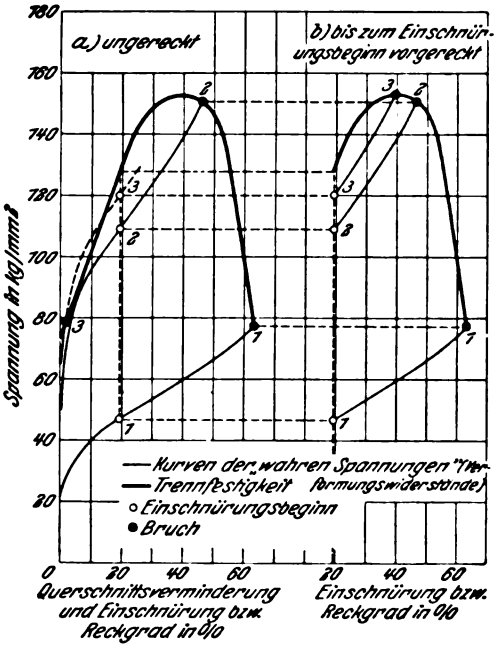


Abb. 1a und b. Kurve der mit der Reckung veränderlichen „Trennfestigkeit" für Flußstahl mit 0,18% C; Kurve der „wahren Spannungen" (1) und schematische Darstellung von Kurven der wahren Spannungen bei erhöhter Versuchsgeschwindigkeit (2 und 3).

sondern ein Trennfestigkeitswert, der seiner Gesamtverformung beim Bruch entspricht; diese ist aber wiederum festgelegt durch den Schnittpunkt von Trennfestigkeitskurve und Formänderungskurve (Kurve der wahren Spannungen). Die Trennfestigkeitskurve stellt sonach diejenigen Spannungen dar, die jeweils nach zunehmender Verformung des Stoffes erforderlich wären, um einen nunmehr verformungslosen Bruch zu erzeugen.

Bei wachsender Versuchsgeschwindigkeit nimmt nun die Kurve der wahren Spannungen und damit der Schnittpunkt eine andere Lage im Schaubild ein. Die Spannungskurven 2 und 3 in Abb. 1a sollen erhöhten, also beliebig angenommenen Geschwindigkeitsgraden entsprechen. Sie sind versuchstechnisch nicht ermittelt, aber entsprechend den bisherigen Erfahrungen eingezeichnet worden. Für die Richtigkeit ihrer angenommenen Lage und Gestalt sprechen die Tatsachen, daß erstens die Widerstände mit der Geschwindigkeit steigen, zweitens der Verformungsvorgang an sich nicht unterbunden wird, also die Punkte

[1] P. Ludwik: Z. Metallkunde Bd. 16, S. 207—212. 1924.

[2] W. Kuntze: Arch. Eisenhüttenwes. Bd. 2, S. 109—117. 1928/29 (Gr. E: Werkstoffaussch. 129). Vgl. auch S. 7. Im einschlägigen Schrifttum wird meist die Zerreißfestigkeit des Zugstabes (im Gegensatz zur Bruchfestigkeit = Verformungs- oder Gleitwiderstand) als Kohäsionsbegriff angesehen (P. Ludwik: Zugfestigkeit, Kohäsion, Bruchgefahr. Wien 1926). Vom Standpunkte der Physik aus gehören auch diejenigen Festigkeitswerte zu den Kohäsionseigenschaften, die den Widerstand gegen das Verschieben der Teilchen anzeigen (Lueger: Lexikon der gesamten Technik; Landolt-Börnstein: Phys.-Chem. Tabellen). Der Verfasser hat, um mit diesen Anschauungen nicht im Widerspruch zu stehen, im folgenden den Begriff Kohäsion nunmehr vermieden und für diejenige Spannung, die zur Trennung bei Unterbindung weiterer plastischer Verformung erforderlich ist, den Begriff Trennfestigkeit eingeführt.

[1] Anm. 2, S. 28.

Digitized by Google

beginnender Einschnürung 2 und 3 senkrecht über 1 liegen müssen[1], drittens die Tangenten in den Punkten beginnender Einschnürung 2 und 3 als mathematische Beziehung festliegen[2]. In Abb. 1b ist dasselbe Schema für die bis zum Einschnürungsbeginn vorgereckte Probe zur Anschauung gebracht worden. Auch für die Kurven 2 und 3 beider Schaubilder kennzeichnet deren Schnittpunkt mit der Trennfestigkeitskurve[3] den Eintritt des Bruches. Beide Darstellungen zeigen, daß bei dynamischer wie bei statischer Beanspruchung der Bruch von dem wenn auch verwickelten Zusammenwirken zwischen Verformungswiderstand und Trennfestigkeit abhängig ist. Beispielsweise geht aus beiden Abbildungen die Eigentümlichkeit hervor, daß bei angenommener gleicher Versuchsgeschwindigkeit, die der Spannungskurve 3 zugrunde liegt, die Probe im ungereckten Zustande keine Einschnürung aufweist, währnd im stark gereckten Zustand ein Einschnürung möglich ist, was nur auf die kennzeichnende Gestalt der Trennfestigkeitskurve zurückzuführen ist. Diese Erscheinung findet übrigens im zweiten Teil dieser Arbeit ihre Bestätigung. Als Folge der durch die Trennfestigkeitskurve abgegrenzten Verformungsfähigkeit tritt eine entsprechende Veränderung der Arbeitsaufnahmefähigkeit und damit auch der Kerbzähigkeit bei wechselnder Geschwindigkeit ein.

Zur Bestätigung der gegebenen Auffassung sollen die nachfolgenden Versuche dienen, die den hervortretenden Einfluß der Trennfestigkeit auf den Wert der Kerbzähigkeit kennzeichnen sollen.

Zusammenhänge zwischen Kerbzähigkeit und den Festigkeits- sowie Verformungseigenschaften bei Werkstoffen gleicher chemischer Zusammensetzung.

In den bisher bekanntgewordenen Forschungen ist ein klarer Zusammenhang zwischen der Kerbzähigkeit und den sonstigen Gütemaßstäben der metallischen Werkstoffe nicht festgestellt worden. Es haben im Gegenteil die gefundenen Widersprüche zu der Auffassung beigetragen, daß mit Hilfe der Kerbschlagbiegeprobe Stoffeigenschaften erfaßt werden, die bei den übrigen Prüfungen nicht hervortreten. Aus einer Zusammenstellung der Kerbzähigkeitswerte nach dem Grade der Dehnung (Abb. 2)[4] sieht man, daß für Chrom-Nickel- und Nickelstähle eine auffallende Abhängigkeit der Kerbzähigkeit von den Werten der Einschnürung ψ und Bruchdehnung δ vorhanden ist. Störungen in dieser Abhängigkeit sind zahlreich vorhanden, aber der Größe nach von untergeordneter Natur. Für Kohlenstoffstähle ist die Abhängigkeit vom Verformungsvermögen nicht ausgeprägt weil die Störungen überwiegen. Indessen sind aus solchen Zusammenstellungen, wie schon erwähnt, keine genügenden Erkenntnisse zu sammeln, um so mehr als die chemische Zusammensetzung innerhalb beider Gruppen nicht die genau gleiche ist.

In den folgenden bildlichen Gegenüberstellungen wurden Verformungsvermögen (Brucheinschnürung ψ), Verformungswiderstand (Zugfestigkeit σ_B)[1], Trennwiderstand (Trennfestigkeit s_T) und Verfestigungsvermögen (Reck- oder Ziehgrad) auseinandergehalten, weil das Arbeitsvermögen eines Werkstoffes von diesen vier Begriffen bestimmt wird[2]. Die Gesamteinschnürung beim

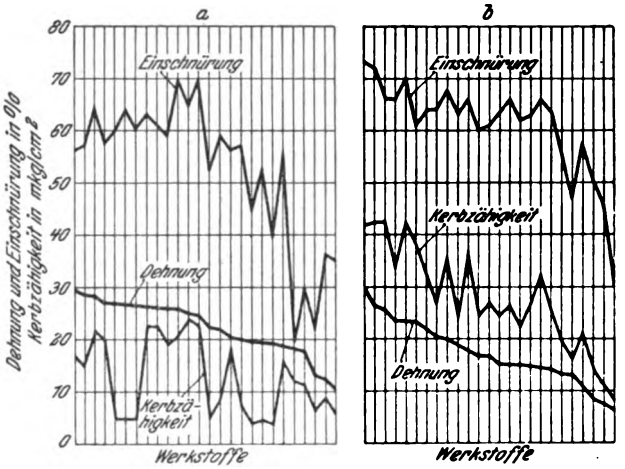


Abb. 2a und b. Einordnung der Kerbzähigkeit nach der Bruchdehnung für Kohlenstoffstähle (links) und Nickel- und Chrom-Nickel-Stähle (rechts) nach Ehrensberger.

Bruch wurde noch unterteilt in den Anteil ψ_B bis zum Beginn der örtlichen Einschnürung (Gleichmaßverformung) und die eigentliche Fließkegeleinschnürung $\psi' = \frac{100(\psi - \psi_B)}{100 - \psi_B}$. Auch das Verhältnis zwischen Trennfestigkeit und Zugfestigkeit (s_T/σ_B) wurde zum Vergleich herangezogen[3]). Zur Feststellung der Kerbzähigkeit wurden nicht die üblichen normalen Probenformen (*a* und *b* in Abb. 3), sondern eine ringsherum eingekerbte (Abb. 3c) verwendet, die einseitig eingespannt mit einem von M. Rudeloff entworfenen Pendelschlagwerk geschlagen wurde. Diese Probenwahl wurde mit Rücksicht darauf vorgenommen, daß mit ihr gleichmäßigere Werte erzielt wurden als bei den normalen Probenformen mit einseitiger Einkerbung. Die Kerbzähigkeit ist bei der gewählten Probenform naturgemäß verhältnismäßig gering, weil das Verformungsvermögen stark unterbunden ist.

Unter Berücksichtigung der obengenannten vier Faktoren läßt sich in Abb. 4 der Verlauf des komplexen Wertes der Kerbzähigkeit von Flußstahl, der zwischen 0

[1] Daß bei dynamischer Beanspruchung häufig eine etwas größere Dehnung gefunden wurde als bei statischer, soll für diese Darstellung als nicht ausschlaggebend unberücksichtigt bleiben.

[2] M. Considère: Die Anwendung von Eisen und Stahl bei Konstruktionen (Wien 1888); W. v. Moellendorff und J. Czochralski: Z. V. d. I. Bd. 57, S. 1014—1020. 1913; F. Körber: Mitt. K.-W.-Inst. Eisenforsch. Bd. 3, S. 1—15. 1922; Fr. Nielsen: Stahleisen Bd. 42, S. 1687. 1922.

[3] Die Trennfestigkeitskurve wurde als unabhängig von der Geschwindigkeit angenommen, da für die Feststellung ihrer Einzelwerte eine plastische Verformung nicht in Frage kommt.

[4] Entnommen aus S. Ehrensberger: Stahleisen Bd. 27, S. 1797—1809 und 1833—1839. 1907; Z. V. d. I. Bd. 51, S. 1974—1982 und 2065—2070. 1907.

[1] P. Ludwik: Z. V. d. I. Bd. 71, S. 1533—1538. 1927.

[2] Auf diese vier Grundeigenschaften weist besonders G. Sachs hin: Grundbegriffe der mechanischen Technologie der Metalle (Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1925), S. 34; Z. V. d. I. Bd. 70, S. 1167—1169. 1926; G. Sachs und G. Fiek: Der Zugversuch (Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1926), S. 18.

[3] Vgl. P. Ludwik: Z. V. d. I. Bd. 70, S. 379. 1926; P. Ludwik: Zugfestigkeit, Kohäsion und Bruchgefahr (Wien: Hölder-Pichler 1926).

Digitized by Google

und 1200° abgeschreckt wurde, gut begründen: Solange mit zunehmender Abschrecktemperatur das Verformungsvermögen (ψ, ψ', ψ_B) sich noch nicht wesentlich ändert (Abschreckbereich 0 bis 800°), steigt bei wachsendem Verformungswiderstand (σ_B) und wachsender Trennfestigkeit (s_T)[1] auch die Kerbzähigkeit (a_K) an. Fallen aber die Verformungsfähigkeit und die Trennfestigkeit s_T bei Abschrecktemperaturen über 950° schnell herab, so fällt auch die Kerbzähigkeit steil herunter. Obgleich in diesem Gebiet der Verformungswiderstand σ_B ansteigt, verliert er trotzdem an Einfluß auf die Kerbzähigkeit, weil bei so geringem Verformungsvermögen ein größerer Einfluß des Verformungswiderstandes nicht denkbar ist. Am ähnlichsten verlaufen die Kurven für die Trennfestigkeit und die Kerbzähigkeit. Sie unterscheiden sich lediglich dadurch, daß ihre Höchstpunkte im Schaubild seitlich gegeneinander verschoben sind (bei 800 bzw. 950°). Dies zeigt aber nur, daß hier der steil ansteigende Verformungswiderstand (σ_B) noch auf die Kerbzähigkeit einwirkt, während Trennfestigkeit s_T und Verformungsvermögen ψ allmählich herabsinken.

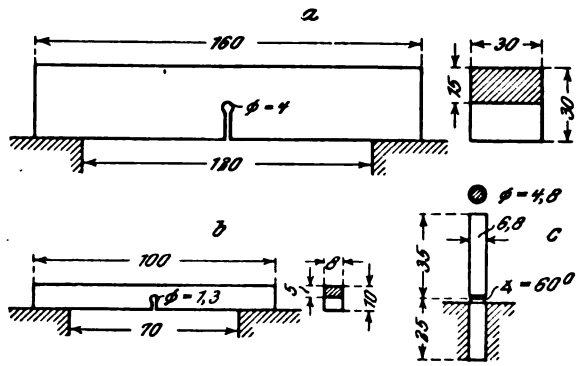


Abb. 3a, b und c. Einige Probenformen und Abmessungen für die Kerbzähigkeitsprüfung.

Diese beiden Eigenschaften stehen insofern in einem gewissen Zusammenhang miteinander, als ja die Verformungsmöglichkeit nach Abb. 1 durch einen Wert der Trennfestigkeit begrenzt wird. Nun findet allerdings, wie schon mitgeteilt wurde, die Begrenzung des Verformungsvermögens bei einschnürenden Stoffen durch einen Endwert der Trennfestigkeit statt, die nach vorangegangener Steigerung infolge Reckens durch den Einschnürungsvorgang erheblich herabgemindert wurde, wohingegen die in Abb. 4, 5 und 6 dargestellten Trennfestigkeitskurven ungeschwächte Werte, also die Trennfestigkeit von ungereckten oder nur bis zum Einschnürungsbeginn vorgereckten Stäben, die die Herabminderung im Einschnürungsgebiet nicht durchgemacht haben, enthalten. Die Kurven der Trennfestigkeits- und Verformungswerte in Abb. 4 stehen also doch nicht in ganz so eindeutiger Beziehung zueinander, weil die letzten sich auf einen Endzustand beziehen, die ersten aber den Ausgangszustand des Stoffes darstellen.

In Abb. 4 fällt noch auf, daß die Kurve des statischen — aus dem üblichen Zugversuch ermittelten — Arbeitsvermögens A einen gänzlich anderen Verlauf nimmt als die Kurve der Kerbzähigkeit, die ja das dynamische Arbeitsvermögen darstellt. Dieser hier deutlich hervortretende Unterschied zwischen statischen und dynamischen Vorgängen läßt sich nun leicht mit Hilfe der Trennfestigkeitswerte erklären: Ist die Trennfestigkeit, wie beispielsweise im nicht abgeschreckten Zustande, verhältnismäßig gering, so wird die infolge schlagartiger Beanspruchung steil ansteigende Verformungskurve durch die Trennfestigkeit begrenzt werden, bevor plastische

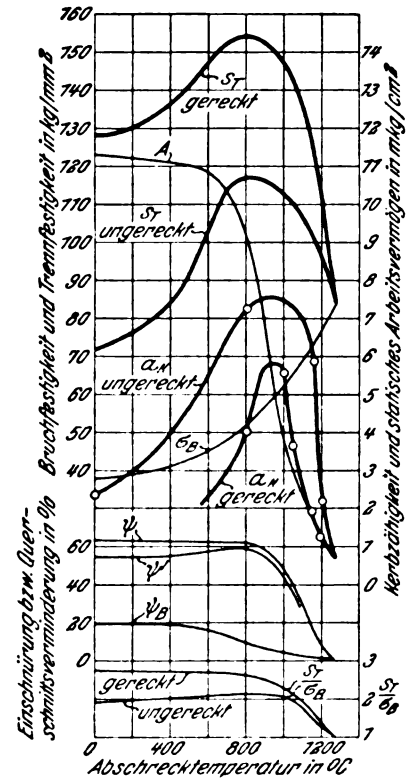


Abb. 4. Abhängigkeit statischer Kennziffern und der Kerbzähigkeit von der Abschrecktemperatur bei Flußstahl mit 0,18% C; s_T = Trennfestigkeit im ungereckten bzw. bis zum Einschnürungsbeginn vorgereckten Zustande, σ_B = Bruchfestigkeit (Verformungswiderstand), a_K = Kerbzähigkeit, A = statisches Arbeitsvermögen, Ψ = Brucheinschnürung, Ψ' = Fließkegeleinschnürung, Ψ_B = gleichmäßige Querschnittsverminderung unter der Höchstlast.

Dehnungen auftreten, und das an und für sich große (statische) Arbeitsvermögen wird durch die geringe Trennfestigkeit unterbunden. Ist aber die Trennfestigkeit groß (bei 800° Abschrecktemperatur), so kann sich die Probe vor Erreichen der Trennfestigkeit plastisch dehnen. Durch die Verformung wiederum wird der an sich hohe Ausgangswert der Trennfestigkeit noch mehr erhöht, so daß durch diese gegenseitige Förderung der Vorgänge die Kerbzähigkeit bedeutend ansteigen muß. In Abb. 4 ist der Zusammenhang zwischen Kerbzähigkeit und Trennfestigkeit offensichtlich. Zahlenmäßig bleibt aber diese Übereinstimmung nicht immer so einfach bestehen, wenn der Werkstoff vorher gereckt wurde. Hierdurch steigt die Trennfestigkeit an, die Kerbzähigkeit nimmt indessen ab, weil ja durch das Recken ein Teil des Arbeitsvermögens vorweggenommen ist. Stellt man also die Trenn-

[1] Bei den folgenden Gegenüberstellungen ist der Ausgangswert der Trennfestigkeit des jeweilig zu untersuchenden Stoffes oder Stoffzustandes herangezogen worden. Daß nicht dieser Wert beim Bruch eines Körpers aus dem zu untersuchenden Stoff zu überwinden ist, sondern ein veränderter, welcher der beim Bruchvorgang entstandenen Verformung entspricht, wurde schon eingangs ausführlich geschildert. Trotzdem dürfte von Wert sein, daß auch der Ausgangswert im engen Zusammenhang mit der Kerbzähigkeit steht.

Digitized by Google

festigkeits- und Kerbzähigkeitswerte derjenigen Proben gegenüber, die nach dem Abschrecken bis zur Höchstlast gereckt bzw. nicht gereckt wurden, so findet man, daß durch das Recken der Verlauf der Kurven zwar nicht verändert wird; für den gereckten Zustand liegt indessen die Trennfestigkeitskurve über, die Kerbzähigkeitskurve unter den entsprechenden Kurven für den ungereckten Zustand. Die Abnahme der Kerbzähigkeit infolge Vorwegnahme eines Teiles des Arbeitsvermögens bei starkem Recken ist also größer als die gleichzeitige Zunahme infolge der Erhöhung der Trennfestigkeit. Bei sehr kleinen Reckungen, wo die Vorwegnahme von Arbeitsvermögen noch gering ist, fällt nach Abb. 5a die Kerbzähigkeit deshalb sehr stark herab, weil die Trennfestigkeit hierbei noch nicht im selben Verhältnis angestiegen ist wie der anfängliche Verformungswiderstand, also etwa die Streckgrenze. Es wirkt hier also nicht die absolute Größe der Trennfestigkeit auf den Wert der Kerbzähigkeit ein, sondern die Abnahme des Wertes ihres Verhältnisses zum Verformungswiderstand. Bei größeren Reckungen wird dies Verhältnis zwar günstiger, dort spielt aber die Vorwegnahme von Arbeitsvermögen eine ausgleichende Rolle. Bei größeren Reckgraden ist Neigung zu einem geringen Wiederanstieg der Kerbzähigkeit vorhanden. Dies wird an Hand der Abb. 1 verständlich, wo für die eingezeichnete Spannungslinie 3 im ungereckten Zustande keine, im vorgereckten Zustande aber eine Einschnürung möglich ist.

Beim Ziehen in der Düse (Abb. 5b) tritt ebenfalls eine Verminderung der Kerbzähigkeit ein, solange der Ziehgrad noch gering ist. Bei gleichzeitiger noch schnellerer Verringerung des Verformungsvermögens ψ und ψ' ist hier der Abfall der Kurve ausgeprägter. Bei stärkeren Ziehgraden nimmt die Fließkegeleinschnürung ψ' aber wieder zu (ψ bleibt konstant), woraus die gleichzeitige Zunahme der Kerbzähigkeit bei höheren Ziehgraden erklärt werden kann. Unterbricht man den Ziehvorgang (in der Abbildung bei einem Ziehgrad von 13 und 36%) und reckt im Anschluß daran weiter, so bekommt man den zahlenmäßig gleichen Verformungswiderstand σ_B, den man erhalten hätte, wenn man statt des Reckens den Ziehvorgang fortgeführt hätte. Das Verformungsvermögen (ψ, ψ_B) wird indessen kleiner als beim Ziehen. Mithin erhält man folgerichtig eine kleinere Kerbzähigkeit. Aus Abb. 6 geht hervor, daß sich der Baustahl St 48 beim Recken ganz gleichartig verhält wie Kupfer.

Der Quotient s_T/σ_B hat, wie aus den Abbildungen zu ersehen ist, für die Kerbzähigkeit eine bedingte Bedeutung. Das ist nicht anders zu erwarten, da ja während der Schlagbeanspruchung, die zum Bruch führt, σ_B und s_T, und zwar beide je nach der Vorbehandlung in verschiedenem Maße, ihren ursprünglichen Wert ändern und somit der ursprüngliche Wert des Quotienten für den endgültigen Bruchzustand nicht maßgebend ist. Es zeigt aber Abb. 4, daß im ungereckten Zustande dem Höchstwert des Quotienten auch eine höchste Kerbzähigkeit entspricht.

Trennfestigkeit und Kerbzähigkeit stehen, wie die Gegenüberstellungen ergaben, in naher Verwandtschaft zueinander. Eine sehr geringe Trennfestigkeit bedeutet ein geringes Arbeitsvermögen. Eine hohe Trennfestigkeit bedeutet auch bei großer Belastungsgeschwindigkeit eine Erhöhung der Verformungsfähigkeit, und die Verformung erhöht während der Schlagbeanspruchung wiederum die ursprüngliche Trennfestigkeit noch mehr, wodurch das Arbeitsvermögen mit doppelter Wirkung steigt. Diese gegenseitige Förderung von Trennfestigkeit und Verformung erklärt auch die großen Wertunterschiede, denen die

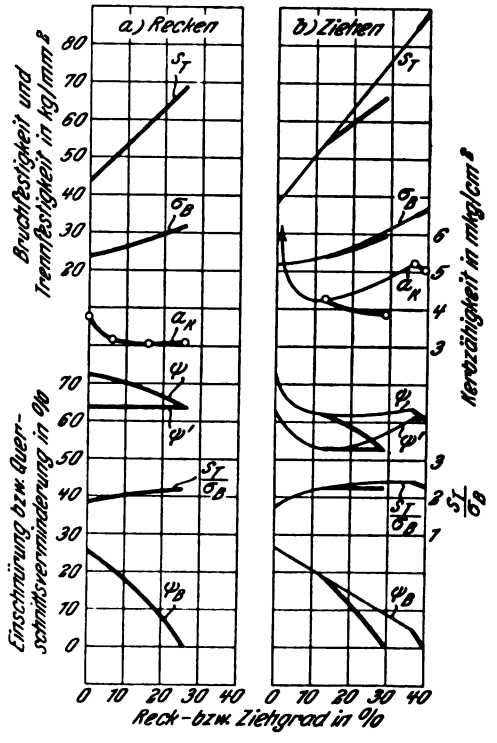


Abb. 5a und b. Abhängigkeit statischer Kennziffern und der Kerbzähigkeit vom Reck- bzw. Ziehgrad bei Kupfer. ——— Recken; ——— Ziehen.

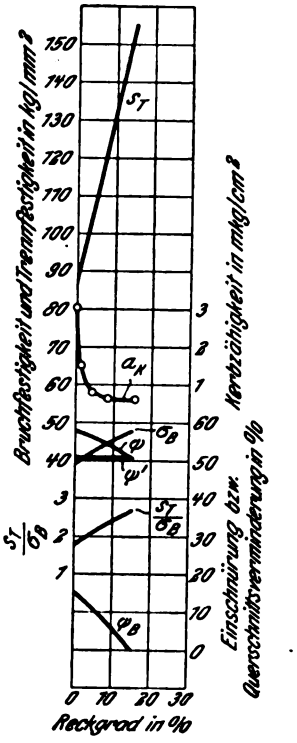


Abb. 6. Abhängigkeit statischer Kennziffern und der Kerbzähigkeit vom Reckgrad für Baustahl St 48.

Kerbzähigkeit bei wechselnden Versuchszuständen: Temperatur, Versuchsgeschwindigkeit, Probengestalt, Vergütungen, häufig unterworfen ist. Bei solchen Änderungen der Vorbedingungen wird das Verformungsvermögen und in Abhängigkeit davon als weitere Folge die Veränderlichkeit der Trennfestigkeit (die bei stofflichen Veränderungen natürlich an sich schon einen anderen Wert angenommen haben kann) während der schlagartigen Beanspruchung beeinflußt, so daß die gegenseitige Einwirkung beider Faktoren eine sehr plötzliche Änderung der Kerbzähigkeit hervorbringen muß (Übergangsgebiet).

Es erklärt sich also das kritische Ansteigen oder Abfallen der Kerbzähigkeit bei irgendwelchen Zustands, änderungen aus dem Wesen der Trennfestigkeit allein- und es ist nicht notwendig, zugleich so plötzlich Änderungen der Arbeitsschnelligkeit anzunehmen. Nach den Versuchen von Moser[1]) hat die Arbeitsschnelligkeit auch erst dann einen Einfluß, wenn eine gewisse kritische

[1] M. Moser: Anm. 1, S. 27.

Digitized by Google

Schlaggeschwindigkeit, die „Grenzschlaggeschwindigkeit" überschritten ist. Dies erklärt, wie schon erwähnt, Ludwik[1] damit, daß bei dieser kritischen Geschwindigkeit der Verformungswiderstand so weit angestiegen ist, daß er die Köhäsion überwindet. Erläutert wurde dieser Vorgang schon bei der Besprechung von Abb. 1a, in welcher die (statische) Spannungskurve 1 und die Trennfestigkeitskurve wirkliche Zahlenwerte für einen Flußstahl mit 0,18% C enthalten. Man sieht hier deutlich, daß die beiden sehr nahe aneinanderliegenden Spannungskurven 3 und 2, die etwas oberhalb und unterhalb der Grenzschlaggeschwindigkeit liegend angenommen wurden, ein sehr kleines bzw. sehr großes Arbeitsvermögen (= Kerbzähigkeit) erzeugen, je nachdem ob die Kurve der Trennfestigkeit sofort geschnitten wird, oder gerade noch oberhalb der Spannungskurve verbleibt. Im letzten Falle findet erst nach voller Auswirkung das Verformungsvermögen durch eine erschöpfte Trennfestigkeit seinen Abschluß. Es dürften hiernach zur Kennzeichnung eines Werkstoffes nicht nur die beiden von Moser eingeführten Begriffe Arbeitskonstante (das ist die Arbeitsmenge, die die Raumeinheit beansprucht) und Arbeitsschnelligkeit genügen. Die gleichzeitige Kenntnis der Trennfestigkeit ist schon deshalb erforderlich, weil bei gleicher Arbeitsschnelligkeit eine verschieden hohe Trennfestigkeit verschiedene Kerbzähigkeitswerte ergeben muß. Die Trennfestigkeit ändert ihren Wert häufig bei Abänderung der Vorbehandlung des Werkstoffes im anderen Sinne und in größerem Ausmaße als die übrigen statischen Festigkeitseigenschaften. Man hat es somit in der Hand, bei geeigneter Vorbehandlung die Trennfestigkeit günstiger zu beeinflussen als die Bruchfestigkeit und Streckgrenze, wodurch die Kerbzähigkeit steigen muß. Durch nachfolgendes Walzen oder Recken kann natürlich dieser Vorteil wieder zunichte gemacht werden.

Zusammenhänge zwischen Kerbzähigkeit und Verformungsfähigkeit bei Stoffen verschiedener chemischer Zusammensetzung.

Die so dargestellten Vorgänge zeigen, daß man gar nicht einmal den im übrigen so notwendigen Begriff einer Arbeitsschnelligkeit zu berücksichtigen braucht, um zu erkennen, daß die Kerbzähigkeit eine komplexe Größe ist, die sich von statischen Faktoren, insbesondere der Trennfestigkeit, dem Verformungswiderstand, dem Verformungs- und dem Verfestigungsvermögen, herleiten läßt. Dieser allerdings sehr verwickelte Zusammenhang ist noch schwieriger erkennbar beim Vergleich von Stoffen verschiedener chemischer Zusammensetzung. Dies liegt daran, daß diese sich zwar wesensgleich, aber zahlenmäßig verschieden verhalten. Beispielsweise bringt eine Zusammenstellung von Stoffen verschiedener chemischer Zusammensetzung (Abb. 7) keine Klarheit über die vorhergehend dargelegten Beziehungen, obgleich die gewählte Probenform mit eingedrehtem Kerb eine große Gleichmäßigkeit der Werte verbürgt. Trotz dieser Probenform, die ja infolge der Schärfe ihrer Einkerbung die Dehnung stark behindert, erkennt man wiederum nur — wie auch in Abb. 2 mit der normalen Probenform — den überragenden Einfluß des Verformungsvermögens ψ auf die Kerbzähigkeit; während aber gerade die Trennfestigkeit s_T und der Verformungswiderstand σ_B sich hier gar nicht mit der Kerbzähigkeit in Einklang bringen lassen. Es ist das auch deshalb verständlich, weil ja diese Stoffe verschiedener chemischer Zusammensetzung keine einheitliche, vergleichbare Vorbehandlung aufweisen.

Es entsteht also die Frage, ob es gelingt, einen vergleichbaren Zustand herzustellen. Eine vergleichbare Vorbedingung mag dann vorliegen, wenn die Werkstoffe nach bestimmten Grundsätzen geglüht werden. Es muß durch das Glühen eine möglichst vollkommene Erweichung erreicht werden und zugleich ein möglichst feines Korn erhalten bleiben. Bei Stählen ist dieser Zustand verhältnismäßig leicht zu erreichen, da dieselben innere

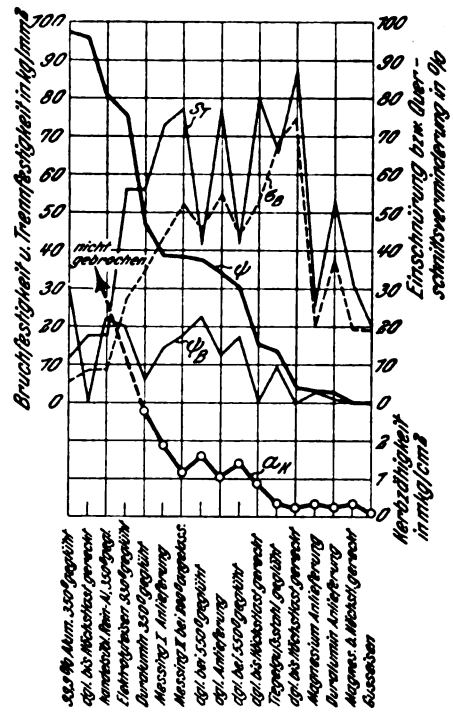


Abb. 7. Gegenüberstellung der Kerbzähigkeit mit den statischen Kennziffern für Werkstoffe verschiedener chemischer Zusammensetzung.

Umwandlungen durchmachen, durch welche die Vorgeschichte ausgeschaltet wird. Nach einer Ausglühung von Flußstahl bei 900° ist, nachdem ein solches Umwandlungsgebiet eben überschritten ist, feines Korn vorhanden. Bei den übrigen Werkstoffen (reinen Metallen), die keine Umwandlung durchmachen, sind die obigen Bedingungen schwieriger zu erfassen, weil Erweichung und Kornverfeinerung mit steigender Temperatur entgegengesetzt verlaufen. Es ist hier eine Ausglühung bei derjenigen Temperatur Bedingung, die oberhalb der Rekristallisationstemperatur, aber unterhalb der Temperatur der Grobkristallisation liegt. Ist dieser „Grundzustand"[1] erfüllt, so dürfen auch Werkstoffe verschiedener chemischer Zusammensetzung mit Aussicht auf Erfolg verglichen werden können.

Bei einer Reihe so behandelter Stoffe wurden nun versuchsweise Kerbzähigkeit und Brucheinschnürung in Abb. 8 miteinander verglichen, weil ja der Zusammenhang

[1] Ludwik: Stahleisen Bd. 43, S. 1427. 1923.

[1] F. Saeftel und G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 17, S. 155. 1925.

Digitized by Google

beider Faktoren schon immer hervortrat. Die starke Kurve stellt die Beziehungen beider Werte dar. Die Nebenkurven (dünn gezeichnet), die von der Hauptkurve abzweigen, entsprechen irgendwelchen Behandlungen, die die Werkstoffe, ausgehend vom ausgeglühten Zustande, erfahren haben, also z. B. Recken, Ziehen, Walzen, Vergüten, Überhitzen. Aus dem Verlauf der starken Kurve erkennt man, daß im Grundzustand zur Brucheinschnürung des Zugstabes eine betimmte normale Kerbzähigkeit zugehört. Durch Vorbehandlungen des Werkstoffes kann sich nun die Kerbzähigkeit in andrem Maße ändern als die Brucheinschnürung. Man sieht, daß durch Vergüten (Abschrecken von Flußstahl) die Kerbzähigkeit außerordentlich günstig im Vergleich zur Brucheinschnürung ausfällt. Auch bei Messing zeigt der Anlieferungszustand (gezogen) verhältnismäßig günstige Kerbzähigkeitswerte im Vergleich zur Brucheinschnürung.

Es gibt also — was meist weniger bekannt sein dürfte — Zustände, bei denen der statische Zugversuch fast Sprödigkeit, die dynamische Kerbschlagprüfung Zähigkeit ergibt. Die häufige Behauptung, daß die Sprödigkeit von der Kerbschlagprobe empfindlicher angezeigt wird als vom statischen Zugversuch, trifft nach diesem Tatbestand also nicht immer zu. Für diesen Fall könnte jedenfalls auch das Umgekehrte behauptet werden.

Geringfügiges Recken hingegen vermindert die Kerbzähigkeit beträchtlich, während die Brucheinschnürung nur wenig abnimmt (Kupfer, Flußstahl, Baustahl St 48). Auch Überhitzen ergibt bekanntlich infolge von Kornwachstum eine geringe Kerbzähigkeit. Bei 900° geglühter Flußstahl ergab bei einer Glühung von 1000° eine Verminderung der Kerbzähigkeit um 60%, was in der entsprechenden Nebenkurve zum Ausdruck kommt.

An diesem Schaubild, das allerdings nur mit Hilfe ringsherum eingekerbter Proben — die normalen Probenformen ergeben zuviel Streuwerte — entwickelt werden konnte, läßt sich also leicht überblicken, infolge welcher Vorbehandlung ein Werkstoff eine verhältnismäßig (im Vergleich zur Brucheinschnürung) günstige oder ungünstige Kerbzähigkeit besitzt. Es geht daraus hervor, daß eine günstige Kerbzähigkeit im allgemeinen durch Vergütungen zu erreichen ist, nicht aber durch Verfestigung des Werkstoffes durch Recken.

Sind nun bei Zimmertemperatur geprüfte Werkstoffe sehr empfindlich gegenüber schlagartiger Beanspruchung, wohingegen sie statisch an Festigkeit und Dehnfähigkeit nichts eingebüßt haben, so müßten solche Stoffe aus der empirischen Gesetzmäßigkeit herausfallen. Es wurden daher einige Werkstoffe in das Schaubild aufgenommen, die sich im Betriebe als außerordentlich schlagempfindlich gezeigt hatten und zum Teil die Ursache von Unfällen gewesen waren. Diese sind entnommen aus zwei flußstählernen Baugerüsthaken (Stabeisen von 30 und 26 mm ⌀) verschiedener Herkunft und einer flußstählernen Gebäudestütze (I-P-Eisen Nr. 60) mit aufgenieteten Gurtplatten. Bei einem der Baugerüsthaken (Nr. II, 30 mm ⌀) war beim Geraderichten des schlankeren Teiles durch Hammerschläge der etwa 1,5 m von der Aufschlagstelle des Hammers entfernte Haken in seiner, wahrscheinlich durch Kaltrecken hervorgerufenen Krümmung abgesprungen. Infolge plötzlichen Bruches des anderen Hakens (Nr. I, 26 mm ⌀) war ein Hängegerüst abgestürzt. Die Gebäudestütze war durch bloßes Umstürzen und Aufallen auf am Boden liegende Trägerteile ohne sichtbare Verformung quer durchgebrochen. Die Zugversuche für alle drei Werkstoffe ergaben, wie häufig in solchen Fällen, keinen Aufschluß, sondern zeigten im Gegenteil gutes Verformungsvermögen und gute Festigkeit. In die Augen springend ist aber die Tieflage der Kerbzähigkeitswerte für die Werkstoffe der beiden Baugerüsthaken im Schaubild. Besonders auffallend ist, daß die Kerbzähigkeit im ausgeglühten Zustande für die Werkstoffe beider Haken erheblich zu tief gegenüber dem üblichen Flußstahl liegt.

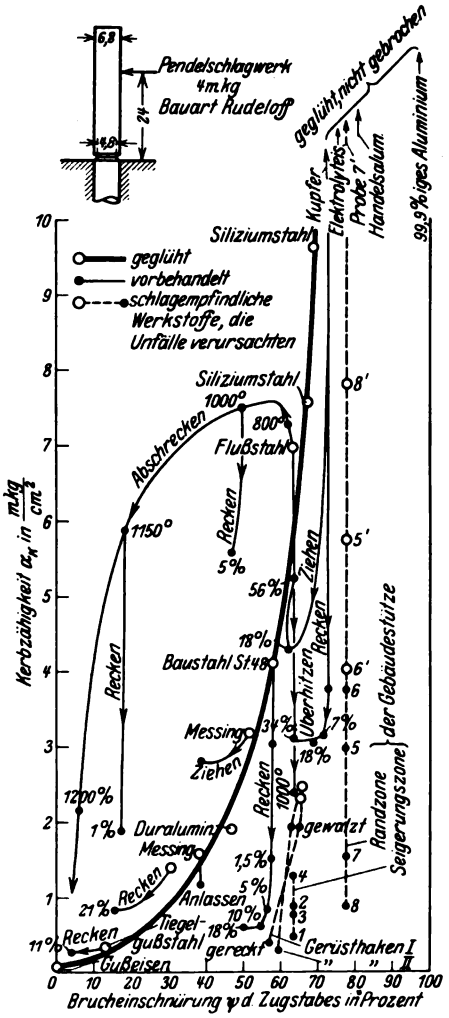


Abb. 8. Beziehungen zwischen Kerbzähigkeit und Brucheinschnürung des Zugstabes für verschiedene Werkstoffe bei Zimmertemperatur.

Dementsprechend fallen im angelieferten (gewalzten) und mehr noch nachträglich gereckten Zustande die Werte auf ein Kleinstmaß herunter. Daß diese Werkstoffe zu Unfällen Anlaß geben konnten, dürfte aus dieser Gegenüberstellung erklärlich sein[1].

[1] Die metallographische Untersuchung der beiden Flußstähle ergab keine Klärung der geringen Kerbzähigkeit. Die Werkstoffe wiesen die bei schwach kohlenstoffhaltigem Stahl übliche Zonenbildung infolge von Phosphor- und Schwefelseigerung auf, die aber nicht verantwortlich gemacht werden kann, da die niedrigen Kerbzähigkeitswerte der Randzone entstammten. Die Kernzone war noch schlagempfindlicher. Das Kleingefüge zeigte ebenfalls den üblichen Aufbau geglühten, kohlenstoffarmen Flußstahls. Grobe, nichtmetallische

Digitized by Google

Auch Proben der gebrochenen Gebäudestütze ergaben Kerbzähigkeitswerte, die im Vergleich zu der sehr großen Brucheinschnürung (und ebenfalls guten Festigkeit sehr gering waren. Es wurden Proben aus dem Flansch des I-Trägers entnommen, weil dieser der meist beanspruchte Teil des Profils ist. Die Proben 1 bis 4 entstammen der Seigerungszone (vgl. Abb. 9) und ergaben sehr geringe Werte. Die Proben 5 bis 8 und 5′ bis 8′ wurden der Randzone entnommen. Die letzteren (5′ bis 8′) waren bei 900° $^1/_2$ Stunde lang ausgeglüht worden. Die Werte aus der Randzone lassen erkennen, daß der Stahl große Schwankungen in der Kerbzähigkeit und ebenfalls sehr viele niedrige Werte aufweist. Selbst die geglühten Proben fallen weit nach rechts aus der Normalkurve heraus, d. h. die Kerbzähigkeit ist im Vergleich zu der großen Brucheinschnürung gering. Nur die Probe (Nr. 7′), die nicht gebrochen ist, dürfte vielleicht der Normalkurve genügen. Es zeigte sich also auch an diesem Beispiel, daß ein Werkstoff, der zu einem unerwarteten Bruch bei dynamischer Beanspruchung Anlaß gegeben hatte, im Vergleich zu einer großen Brucheinschnürung des Zugstabes recht ungünstige Zähigkeitswerte aufwies.

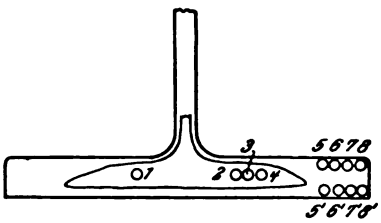


Abb. 9. Entnahme der Kerbschlagproben aus Kern und Randzone der gebrochenen Gebäudestütze I-P-Eisen Nr. 60.

Nach den angeführten Beispielen zu urteilen, dürfte die empirisch entwickelte Normalkurve in Abb. 8 ihre Berechtigung haben. Versucht man sich den Verlauf und die Anpassung der verschiedensten geglühten Werkstoffe an dieser Kurve zu erklären, so spricht hierfür, daß die Kerbzähigkeit — weil sie einen Arbeitsaufwand darstellt — an und für sich schon vom Verformungsvermögen abhängt. Nun ist aber dieses wiederum abhängig von dem Quotienten $\frac{\text{Trennfestigkeit}}{\text{Bruchfestigkeit}}$, denn je mehr die Trennfestigkeit die Bruchfestigkeit übersteigt, um so größer muß die Fließkegeleinschnürung sein. Da nun dieser Quotient bei den verschiedensten Behandlungen des Werkstoffes, z. B. Recken, Vergüten, sehr veränderlich wird, im geglühten Zustande hingegen eine allen bisher untersuchten Werkstoffen eigentümliche, verhältnismäßig einfache Gesetzmäßigkeit aufweist[1], so erscheint es sehr wohl erklärlich, daß im geglühten Zustande die ebenfalls von der Trennfestigkeit abhängige Kerbzähigkeit mit der Brucheinschnürung eine für vielleicht alle gebräuchlichen und auf ähnlicher Grundlage entstandenen Werkstoffe ein genügend gültiges und brauchbares empirisches Gesetz eingeht. Nach Moser ist die Schlagarbeit (Kerbzähigkeit) = Arbeitskonstante × Arbeitsraum (verformtes Volumen). Die Arbeitskonstante wurde — wenigstens für verschiedene geglühte Kohlenstoffstähle — proportional der Brucheinschnürung gefunden. Der Arbeitsraum war für alle Stoffe gleich groß, wenn er seinen (einer bestimmten Probengestalt entsprechenden) Größtwert erreichte. Ist das der Fall, so wäre für geglühte Kohlenstoffstähle die Kerbzähigkeit proportional der Brucheinschnürung. Das wäre ein ähnliches Gesetz, wie es in Abb. 8 zum Ausdruck kommt, nur daß hier die Beziehung nicht linear verläuft, wahrscheinlich deshalb, weil der Arbeitsgrößtraum auch geglühter Proben bei Stoffen geringer Einschnürung kleiner ist. Die Kerbzähigkeit wird nun geringer, wenn bei gereckten oder fehlerhaften Stoffen der spezifische Größtarbeitsraum nicht erreicht wird (Werte unterhalb und rechts der Normalkurven), sie wird größer, wenn bei vergüteten Stoffen (vgl. Moser) die Arbeitskonstante erhöht wird (Werte oberhalb und links der Normalkurve).

Voraussetzung für eine solche Gesetzmäßigkeit sind natürlich immer die genau gleiche Probenform und -größe und die gleichen Abmessungen des Pendelhammers; denn bekanntlich ist das Kicksche Ähnlichkeitsgesetz nicht ohne weiteres auf die Kerbschlagprobe anwendbar[1], es sei denn, daß man den Begriff der Ähnlichkeit im weitesten Sinne auf Zeit- und Temperaturmaße ausdehnt. Ferner dürfte diese Gesetzmäßigkeit nur dann einigermaßen sicher auftreten, wenn man nicht einseitig eingekerbte (wie die augenblicklich gebrauchten) Proben anwendet, sondern Proben, bei denen sowohl Zug- und Druckseite von der Einkerbung im gleichen Maße berührt werden[2]. Es ist nicht der Zweck dieser Arbeit, zahlenmäßige Gesetze zu entwickeln, es dürften aber die nahen Zusammenhänge zwischen statischem und dynamischem Verhalten Beachtung verdienen. In Abb. 8 würden alle Werte, die rechts von der Normalkurve liegen, auf ein schlechtes dynamisches Verhalten des Werkstoffes im Vergleich zu seinen statischen Eigenschaften schließen lassen, während alle Werte, die links der Normalkurve liegen, auf eine Behandlung des Werkstoffes hindeuten, die die Kerbzähigkeit gegenüber den statischen Eigenschaften günstig gestaltet. Es ist somit bis zu einem gewissen Grade gelungen, auch bei chemisch verschieden zusammengesetzten Stoffen einen Zusammenhang zwischen statischen und dynamischen Prüfungsergebnissen so weit festzustellen, daß eine praktische Ausnützung möglich erscheint. Es wird aber vorderhand kaum möglich sein, rein zahlenmäßige Beziehungen zwischen so schwierig aufgebauten Begriffen wie der Kerbzähigkeit und den üblichen Festigkeitswerten zu finden.

Herr Professor K. Memmler bin ich für die Förderung der Untersuchungen zu Dank verpflichtet.

Zusammenfassung.

Die Höhe der Kerbzähigkeit ergibt sich aus dem Zusammenwirken von Verformungswiderstand und Trenn-

Einschlüsse waren nicht vorhanden. Nach Ansicht von Professor H. Arndt, dem ich für die freundlichst durchgeführte metallographische Untersuchung auch an dieser Stelle danke, besteht die Möglichkeit, daß ein höherer (feinverteilter) Sauerstoff- oder Arsengehalt die Ursache großer Schlagempfindlichkeit bei sonst nicht spröden Stoffen sein könnte. Untersuchungen in dieser Richtung sind im Gange.

[1] Siehe Fußnote 2, S. 28.

[1] R. Mailänder: Kruppsche Monatsh. Bd. 7, S. 217. 1926.

[2] Hierauf soll in einer weiteren Arbeit „Kritische Kerbzähigkeitswerte", die demnächst folgt, eingegangen werden.

Digitized by Google

festigkeit. Der Verformungswiderstand steigt bei dynamischer Beanspruchung an und ist von der Arbeitsschnelligkeit des Werkstoffes abhängig. Für diese Eigenschaft gibt es noch keine Meßzahl. Die Trennfestigkeit ist mit dem Grade der Verformung veränderlich. In bildlicher Darstellung ist der Bruch durch den Schnittpunkt der Kurven der Trennfestigkeit und der wahren Spannungen (Verformungswiderstände) gegeben, und die Schlagarbeit ergäbe sich alsdann aus dem Arbeitsdiagramm. Durch die eigentümliche Form der Trennfestigkeitskurve (erst Zunahme der Trennfestigkeit mit der Verformung, dann Erschöpfung derselben) ist bei nur geringster Änderung der spezifischen Belastungsgeschwindigkeit entweder ein zeitiger (spröder Bruch) oder ein später (zäher) Bruch möglich, je nachdem, ob die Spannungskurve vom aufsteigenden oder absteigenden Ast der Trennfestigkeitskurve geschnitten wird (kritisches oder Übergangsgebiet).

Einer hohen oder niedrigen relativen Trennfestigkeit $\frac{\text{Trennfestigkeit}}{\text{Bruchfestigkeit}}$ entspricht bei wärmebehandelten (vergüteten oder überhitzen) Werkstoffen eine hohe bzw. niedrige Kerbzähigkeit. Werden aber stark verformte Stoffe geprüft, so ist zwar die Trennfestigkeit hoch, aber die Kerbzähigkeit gering, weil man dem Werkstoff Verformungsarbeit vorweggenommen hat. Für ausgeglühte Stoffe ist unter der Voraussetzung eines störungsfreien Prüfverfahrens eine Einordnung der Kerbzähigkeit nach der Brucheinschnürung des Zugstabes möglich, weil der Quotient $\frac{\text{Trennfestigkeit}}{\text{Bruchfestigkeit}}$, von dem die Brucheinschnürung abhängt, im ausgeglühten Zustande für alle bisher untersuchten Werkstoffe einer einfachen zahlenmäßigen Gesetzmäßigkeit unterliegt. Die bildliche Gegenüberstellung von Kerbzähigkeit und Brucheinschnürung ermöglicht besonders schlagempfindliche Stoffe, die sich bei der statischen Prüfung als gut erweisen, ausfindig zu machen.

Zur Festigkeit im Schraubengewinde.

Von **W. Kuntze**[1].

Man pflegt eingekerbte Konstruktionsteile häufig nur vom Standpunkte der Gefahr aus zu betrachten. Daß mit der Einkerbung auch Vorteile hinsichtlich der Festigkeitseigenschaften verbunden sein können, soll an nachstehenden Beispielen erläutert werden.

Höhere Bruchfestigkeit im Kerbquerschnitt.

Die Festigkeit einer eingekerbten Zugprobe hängt von der Gestalt der Kerbe, der Kerbtiefe und vom Werkstoff ab[2]. Betrachtet man winkelförmige Kerben, so ergibt, wie Versuche gezeigt haben, bei Winkeln von 60° und weniger, die Veränderung der Winkelgröße keinen erheblichen Einfluß mehr auf die Festigkeit, um so mehr aber die Kerbtiefe. In Abb. 1 ist für einen Kerbwinkel von 60° die Veränderlichkeit der Bruchfestigkeit (bezogen auf den jeweiligen Kernquerschnitt) mit der Kerbtiefe, die als abnehmender Kernquerschnitt *f* in Hundertteilen des ursprünglichen Querschnittes *F* aufgetragen ist, dargestellt. Die Linien *a* bis *d* beziehen sich auf Flußstahl mit vier verschiedenen in der Abbildung bezeichneten Vorbehandlungen. Auf der linken Grenzordinate, die einem Kernquerschnitt von 100%, also der Einkerbung 0 entspricht, findet man mithin die üblichen Bruchfestigkeiten der ungekerbten Zugstäbe für die vier Zustände aufgetragen. Auf der rechten Ordinate für den (extrapolierten) Kernquerschnitt 0 liegen Festigkeitswerte, die den Trennfestigkeitswerten der vier Stähle sehr nahe kommen.

Die Grenzwerte würden bei schärferer Kerbe (mit noch spitzerem Winkel als 60°) um nur wenige Hundertstel höher ausfallen, und die Trennfestigkeit wäre bei einer unendlich scharfen Kerbe mit dem Kerbwinkel von 0° erreicht worden. Bei dem hier angewendeten Kerbwinkel von 60° kommt man aber auf der rechten Grenzordinate so nahe an die Trennfestigkeit heran, daß man die Abweichungen vernachlässigen kann[1]. Zwischen beiden Grenzwerten verläuft die Bruchfestigkeit dem abnehmenden Kernquerschnitt proportional.

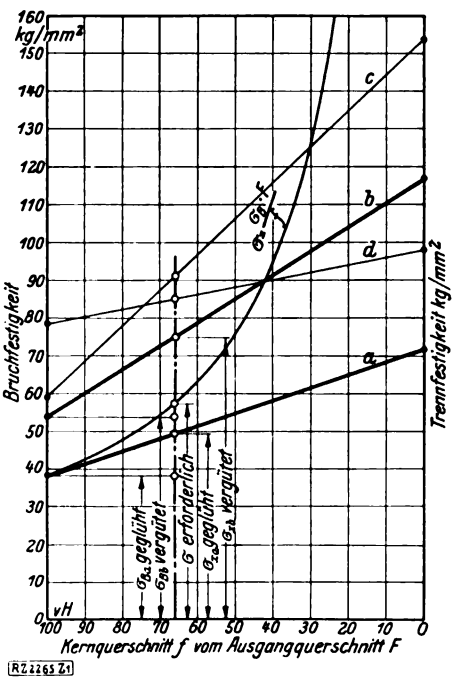


Abb. 1. Festigkeit eingekerbter Zugproben aus verschieden vorbehandeltem Flußstahl bei einem Kerbwinkel von 60° mit zunehmender Kerbtiefe (Kernquerschnitt in Hundertteilen des Ausgangsquerschnittes).
Flußstahl 0,18% C: *a* = 900° ½ Std. geglüht; *b* = bei 800° in Wasser abgeschreckt; *c* = wie *b* und bis Einschnürbeginn gereckt; *d* = bei 1200° im Wasser abgeschreckt.

Die Geradlinigkeit der Beziehung ist aber für kleine Kernquerschnitte (< 30%) nicht zu verwirklichen, weil

[1] Original: Z. V. d. I. Bd. 73, S. 469—471. 1929.

[2] Z. V. d. I. Bd. 72, S. 851. 1928 und Bd. 73, Nr. 10, S. 321. 1929.

[1] Die in Abb. 1 dargestellten Werte sind meiner Arbeit: Der Bruch gekerbter Zugproben, Arch. f. d. Eisenhüttenw. Bd. 2, S. 109 bis 117. 1928/1929 entnommen. Vgl. auch S. 7.

Digitized by Google

die Abrundung im Kerbgrund, die auch bei Verwendung bester Werkzeuge nicht zu vermeiden ist, um so wirksamer wird, je kleiner die Abmessungen werden. Die hierdurch wiederauftretende Erniedrigung der Zugfestigkeit hat für die nachfolgenden Betrachtungen keine Bedeutung.

Man sieht nun aus der wechselnden Neigung der vier Geraden, daß durch die Vorbehandlungen die übliche Bruchfestigkeit des ungekerbten Zugstabes und die Trennfestigkeit in verschiedenem Maße beeinflußt werden. Wird der Quotient $\frac{\text{Trennfestigkeit}}{\text{Bruchfestigkeit}}$ größer, so wird die Neigung der Geraden steiler und man hat im Kern einer eingekerbten Probe eine verhältnismäßig hohe Festigkeit zu erwarten. Es ist also für die Festigkeit eingekerbter und vergüteter Proben ein anderer Festigkeitswert σ_x maßgebend als die übliche Bruchfestigkeit σ_B. Dieser Wert σ_x ist abhängig erstens von der üblichen Bruchfestigkeit σ_B des vergüteten Werkstoffes und zweitens von der Trennfestigkeit s_T, die im jeweilig vergüteten Zustand vorhanden ist. Die Festigkeit σ_x bei einem bestimmten Kernquerschnitt f_x — der in Hundertteilen vom Ausgangsquerschnitt F ausgedrückt sein soll — läßt sich dann nach Abb. 1 aus der Gleichung ermitteln:

$$\sigma_x = \sigma_B + (F - f_x)\,\mathrm{tg}\,\alpha;$$

$$\mathrm{tg}\,\alpha = \frac{s_T - \sigma_B}{F};$$

$$\sigma_x = \sigma_B + (F - f_x)\,\frac{s_T - \sigma_B}{F}.$$

Greift man nun die Werte für einen Kernquerschnitt von 66% von F, der einem üblichen Schraubengewinde entsprechen möge, unmittelbar aus Abb. 1 heraus und stellt sie den Bruchfestigkeiten σ_B gegenüber, so erhalten wir z. B. für die Zustände a und b

$$\sigma_{xa} = 49 \text{ kg/mm} \qquad \sigma_{Ba} = 38 \text{ kg/mm}$$
$$\sigma_{xb} = 75 \quad \text{,,} \qquad \sigma_{Bb} = 54 \quad \text{,,}$$

Hieraus entsteht die praktische Frage, ob die größere Festigkeit im Kern eines Schraubengewindes genügen könnte, um den Verlust einer Zugstange an Tragkraft infolge des geringeren Querschnittes im Kern des Gewindes auszugleichen oder gar zu überwinden; also zu erreichen, daß eine Zugstange mit angedrehtem Gewinde im dickeren freien Teile reißt und nicht im Gewinde selbst. Diese Frage kann mit Hilfe von Abb. 1 beantwortet werden. Die gekrümmte Linie in Abb. 1 gibt die erforderliche Festigkeit an, die für die Vorbehandlung a in den verschiedenen Kernquerschnitten nötig wäre, damit der Kern die gleiche Last zu tragen imstande ist wie der ungekerbte Stangenquerschnitt. Die erforderliche Festigkeit ist für das gewählte Beispiel eines Kernquerschnittes von 66% = 57 kg/mm². Man sieht hieraus, daß die Festigkeit im Kern mit 49 kg/mm² zwar die Bruchfestigkeit mit $\sigma_B = 38$ kg/mm² sehr übersteigt, aber noch nicht ausreicht, um den Ausgleich herbeizuführen. Immerhin ist aber der Verlust an Tragkraft infolge der Verringerung des Querschnittes durch die günstige Kerbwirkung um $\frac{100\,(49 - 38)}{57 - 38}$ = etwa 60% wieder eingeholt.

Einfluß verschiedener Vergütung.

Würde man aber das Gewinde entsprechend dem Zustande b vergüten und den ungekerbten Teil der Zugstange glühen (Zustand a), so müßte nach Abb. 1 das erstrebte Ziel erreicht werden können. Denn man bekommt jetzt eine Festigkeit im Kern von 75 kg/mm² gegenüber der erforderlichen von nur 57 kg/mm², die notwendig ist, um den Querschnittsverlust im Gewinde auszugleichen. Die Überlegenheit des vergüteten Gewindes ist aber gar nicht so selbstverständlich; denn nach den bisherigen Gepflogenheiten würde man die übliche Bruchfestigkeit σ_B zur Berechnung der voraussichtlichen Tragfähigkeit zugrunde legen und da diese nur 54 kg/mm² beträgt, würde sie nicht genügen, da ja 57 kg/mm² erforderlich sind, damit die Zugstange nicht im Gewinde reißt. Um so mehr dürfte ein wirkliches

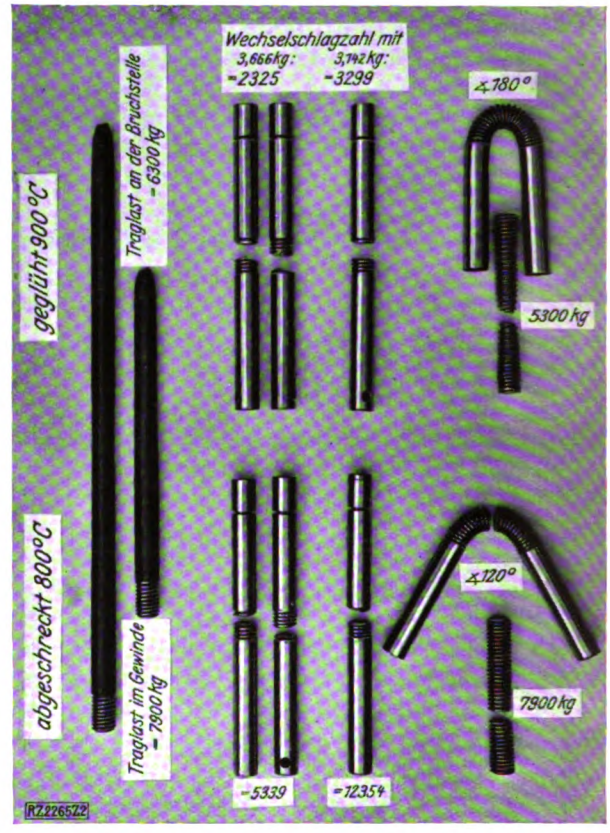


Abb. 2. Vergleichende Versuche mit geglühten und vergüteten Schrauben.

Versuchsbeispiel von Bedeutung sein, bei dem eine geglühte Zugstange mit (nach b) vergütetem Gewinde tatsächlich im freien Teile gerissen ist, Abb. 2. Und zwar betrug deren Traglast 6300 kg, während die für sich zerrissenen Gewinde gleicher Abmessungen trotz des um 33% geringeren Kernquerschnittes 7900 kg trugen. Bei Errechnung der voraussichtlichen Traglast unter Zugrundelegung der üblichen Bruchfestigkeit des vergüteten Werkstoffes wären aber nur 5650 kg im Gewinde zu erwarten gewesen, d. h. der Bruch wäre im Gewinde und nicht in der ungekerbten Stange aufgetreten.

Dieses Beispiel zeigt also, daß die aus den Kerbversuchen gezogenen Schlußfolgerungen unmittelbar auch auf Schraubengewinde anzuwenden sind, und daß zur Berechnung der Bruchfestigkeit einer Schraube tatsächlich ein höherer Wert und nicht die übliche Bruchfestigkeit σ_B einzusetzen ist. Dieser Vorteil der Kerbe — besonders der vergüteten — hat natürlich nur Bedeutung,

Digitized by Google

Zahlentafel 1. Versuchsergebnisse der Prüfung von eingekerbten Proben und Gewindeproben aus Flußstahl mit 0,18% C (vgl. Abb. 1 und 2).

Werkstoff	Bezeichnung der Vorbehandlung (s. Abb. 1)	Zugversuche: Bruchfestigkeit σ_B kg/mm²	Zugversuche: Querschnittsverminderung bei Einschnürbeginn ψ'_B %	Zugversuche: Brucheinschnürung ψ' %	Scherfestigkeit: τ kg/mm²	Scherfestigkeit: $\frac{\tau}{\sigma_B}$	Biegeprobe: Biegewinkel β Grad	Kerbzugversuche: Trennfestigkeit s_T kg/mm²	Kerbzugversuche: $\frac{s_T}{\sigma_B}$	Kerbzugversuche: Bruchfestigkeit im Kern von $f_x = 66\%$ σ_x kg/mm²	Kerbzähigkeit A_K mkg/cm²	Wechselschlagzahl bei einem Gewicht von 3,142 kg	Wechselschlagzahl bei einem Gewicht von 3,666 kg
Flußstahl I für Kerbproben	*a*	38	19,1	63,5	32	0,84	—	72	1,90	49	7,0	—	—
	b	54	8,6	62,0	49	0,91	—	117	2,16	75	7,3	—	—
	c	59	0	58,4	47	0,80	—	154	2,60	91	4,0	—	—
	d	78	1,2	6,0	56	0,72	—	98	1,25	86	2,2	—	—
Flußstahl II für Gewindeproben	*a*	36	—	—	—	—	180° nicht gebrochen	—	—	47	—	3299	2325
	b	51	—	—	—	—	120° gebrochen	—	—	70	—	12354	5339

wenn sie nicht bei andern Beanspruchungsarten versagt. Das ist z. B. bei den Vorbehandlungen *c* und *d* der Fall, bei denen, trotz noch viel höherer Zugfestigkeit σ_z, Zahlentafel 1, die Kerbzähigkeit zu gering ist. Die in Zahlentafel 1 angegebenen Kerbzähigkeitswerte für die vier Zustände haben nur vergleichenden Wert, da sie bei einer sonst nicht gebräuchlichen, sehr scharfen Prüfung an Proben mit rings herumgehenden winkelförmigen Einkerbungen (60° Kerbwinkel) ermittelt worden sind. Die Werte sind daher in der Gesamtheit verhältnismäßig klein. Die Vorbehandlungen *a* und *b* zeigen hingegen eine sehr gute Kerbzähigkeit (die bei der normalen Probenform für das 10 mkg-Pendelschlagwerk etwa einem Wert von 14 bis 16 mkg/cm² entsprechen würde). Zugleich zeigt die Vergütung *b* eine verhältnismäßig stark gehobene Scherfestigkeit τ und in Beziehung zur Zugfestigkeit gesetzt (τ/σ_B) steigt die relative Scherfestigkeit bei dieser Vergütung sogar zu einem Höchstwert an.

Den hier gewählten vier Vorbehandlungen entsprechen nun folgende Bedingungen: Zustand *a* (geglüht) ist durch die geringste Bruchfestigkeit σ_B gekennzeichnet, während Zustand *d* (1200° abgeschreckt) die größte, praktisch erreichbare Bruchfestigkeit σ_B aufweist. Zustand *b* ergibt eine mittlere Bruchfestigkeit σ_B, aber die höchste Trennfestigkeit s_T unter den vergüteten, aber nicht gereckten Proben. Zustand *c* entspricht dem Zustand *b* in der Wärmebehandlung, der Stahl ist aber noch gereckt worden, so daß sich die Trennfestigkeit noch mehr erhöht. Durch das Vorrecken wird aber die Kerbzähigkeit verringert, weshalb diese Vorbehandlung keine Vorteile verspricht. Zustand *d* ist am sprödesten; es bleibt mithin der Zustand *b*, der die höchste Trennfestigkeit, günstigste Scherfestigkeit und Kerbzähigkeit aufweist und dem geglühten Zustand daher überlegen ist.

Diese durch den Höchstwert der Trennfestigkeit oder besser der relativen Trennfestigkeit s_T/σ_B gekennzeichnete Vergütungsart, die wahrscheinlich auch bei allen andern Stählen zu ermitteln ist, wurde noch einigen weiteren Prüfungen unterzogen. Es ergaben, wie Zahlentafel 1 zeigt, Wechselschlagproben mit Schraubengewinde, Abb. 2, eine bedeutende Überlegenheit der vergüteten gegenüber den geglühten Proben. Gebogene Schraubenproben zerbrachen im vergüteten Zustand erst bei einem Biegewinkel von 120°. Also auch diese Prüfung ergab einen sehr guten Sicherheitsgrad, da eine Schraube auf große plastische Biegungen nicht beansprucht wird. Die geglühte Probe ließ sich allerdings bis 180° umbiegen, ohne zu brechen.

Während also die vergüteten Schrauben den geglühten bei der Prüfung auf Zugfestigkeit, Scherfestigkeit, Schlagbeanspruchung und Ermüdung überlegen waren, ergab nur die technologische Biegeprobe einen geringeren Wert für die vergütete Probe. Es ist aber dieser scheinbaren kritischen Prüfungsart nicht die hohe Bedeutung für die Praxis beizulegen, wie z. B. der Kerbzähigkeits- und Wechselschlagprüfung. Die Biegeprobe ist nur eine Prüfung auf Dehnbarkeit, wobei Kräfte nicht gemessen werden und in dieser Beziehung ist die geglühte Probe der vergüteten überlegen[1]. Da aber ein Biegewinkel von 120° für die vergütete Schraube einen bei weitem genügenden Sicherheitsgrad darstellt, so dürfen hier die Kerbzähigkeits- und Wechselschlagproben den Ausschlag für die Beurteilung der Güte geben. Eine große Dehnbarkeit braucht außerdem durchaus nicht die Grundbedingung für eine gute Festigkeit bei schlagartiger Beanspruchung zu sein. Hierfür spielt die Trennfestigkeit eine ausschlaggebende Rolle.

Bedeutung der Trennfestigkeit.

Die Trennfestigkeit ist ja die Bruchfestigkeit, die auch ein verformungsfähiger Stoff aufweisen würde, falls ihm die Möglichkeit genommen wird, sich bei seiner Beanspruchung zu verformen. Bei schlagartiger Beanspruchung steigen die Widerstände schon bei geringen Verformungen sehr schnell an und können die jeweilige Trennfestigkeit erreichen. Bei statischer Beanspruchung einer gekerbten Probe steigen die Widerstände infolge des räumlichen Spannungszustandes ebenfalls bei geringer Verformung sehr schnell an und erreichen dadurch bald die jeweilige Trennfestigkeit, wodurch der Bruch eintritt.

[1] Wenn auch die Brucheinschnürung bei beiden Zuständen etwa gleichgroß gefunden wurde, so beträgt doch die Gleichmaßdehnung, d. h. die bei Beginn der Einschnürung gemessene Querschnittsverminderung bei der geglühten Probe mehr als das Doppelte als bei der vergüteten.

Digitized by Google

Für die statische und die dynamische Bewertung der Schraube ist also in gleicher Weise die Trennfestigkeit von größter Wichtigkeit, und die günstigste Vergütung entspricht der höchsten relativen Trennfestigkeit. Der Vorteil der statischen Zugbeanspruchung ist dann bei gleichzeitiger größter Kerbzähigkeit erheblich. Gegenüber der Bruchfestigkeit des ausgeglühten Flußstahles von $\sigma_B = 36$ kg/mm² beträgt die Festigkeit im Kern einer bei 800° abgeschreckten Schraube infolge der sich summierenden Wirkung von Vergütung und Kerbwirkung 100% mehr, nämlich 70 kg/mm².

Zusammenfassung.

Es wird die bei eingekerbten Proben gefundene günstige Zugfestigkeit im Kernquerschnitt auch bei der Prüfung von Schraubenbolzen bestätigt gefunden. Die vorteilhafte Kerbwirkung läßt sich bei sachgemäß ausgeführter Vergütung noch vermehren. Die günstigste Vergütung entspricht dem höchsten durch Vergütung zu erreichenden Quotienten: Trennfestigkeit/Bruchfestigkeit. Diese Vergütung bewirkt zugleich eine Erhöhung der Scherfestigkeit, Kerbzähigkeit und der an Schrauben ermittelten Wechselschlagzahl.

Die Kugeldruck-Härteprüfung von Holz.

Von **Johs. Stamer**[1].

Für die Prüfung von Holz auf Härte gibt es noch keine allgemein anerkannte Norm. Am gebräuchlichsten ist die von G. Janka für Holz abgeänderte Brinellprobe[2], die unter folgenden Bedingungen arbeitet: Eine Kugel von 5,642 mm Halbmesser wird in Hirnholz bis zum Äquator eingedrückt und die hierzu erforderliche Kraft festgestellt, die unmittelbar die Härtezahl angibt, da die Projektion der erzeugten Kalottenfläche = 1 cm². Wegen der Ungleichmäßigkeit des Aufbaues des Holzkörpers sind mehrere Eindrücke an verschiedenen Stellen der Probescheiben vorzusehen.

Dieses Verfahren hat in einigen Ländern Eingang in bestimmte Prüfungsvorschriften gefunden, und Janka selbst hat nicht weniger als 286 Holzarten[3] nach seinem Verfahren untersucht und dabei einen Zusammenhang zwischen Härtezahl und Druckfestigkeit gefunden.

Der Begründung, die Janka der Empfehlung seines Verfahrens gibt, kann man im großen und ganzen wohl beipflichten, insbesondere seinem Verzicht auf Einbeziehung aller möglichen bei der Bearbeitung mit den verschiedensten Werkzeugen unter dem Sammelbegriff „Härte" in Betracht kommenden Eigenschaften der Hölzer in ein Härteprüfverfahren. Einem solchen Unterfangen haben übrigens begreiflicherweise schon Nördlinger und Exner skeptisch gegenübergestanden.

Der Anwendung anders gebildeter Eindringkörper steht Janka mit Recht ablehnend gegenüber: Der Kegelspitze (Ludwik[4]), weil sie den harten Zonen ausweicht, der Nadel (Büsgen[5]), weil sie spaltend wirkt und die beanspruchte Fläche im Hinblick auf die Strukturunterschiede zu klein ist. Die Kugeldruckprobe glaubt Janka von diesen Mängeln frei, da die Kugel „die einzelnen ihr entgegenstehenden Fasern zusammendrückt, sie knickt und vor sich her schiebt". Dies trifft aber nicht zu, wie man sich durch einen Schnitt durch die Kalotte und Behobeln der Schnittfläche leicht überzeugen kann. Von einer gewissen Eindringtiefe an muß natürlich ein Beiseiteschieben der Fasern, also eine Spaltwirkung, Platz greifen, und Janka selbst hat bei harten und sehr trockenen Hölzern die Erfahrung machen müssen, daß die Probestücke aufspalten[1]. Es ist ja auch gar nicht einzusehen, weshalb die Kugel bis zur Hälfte, d. h. bis $\Delta P/\Delta F$ den Wert ∞ annimmt, eingedrückt werden muß.

Janka hat bereits die Eindringtiefen t bei wachsender Kraft gemessen[2] und gefunden, daß der Eindringwiderstand geringer wird, wenn $t > {}^1/_4 R$. Dies würde also bei einem Zentriwinkel des eingedrungenen Kugelabschnittes von 82° eintreten, d. h. bei einer Eindringtiefe, die Brinell für Prüfung von Metallen als noch zulässig erachtet hat. Für die Wahl der Eindringtiefe $t = R$ und eines Kugelradius $R = 5{,}642$ mm sind demnach für Janka wohl nur versuchstechnische Gründe maßgebend gewesen. Man könnte sich mit diesen Versuchsbedingungen abfinden, wenn sich alle Holzarten bei tieferem Eindringen der Kugel über 90° Zentriwinkel hinaus gleichartig verhielten.

Die nachstehend mitgeteilten Versuche bezweckten demgemäß in erster Linie, das Verhalten einiger Holzarten beim Eindringen einer Kugel zu studieren.

Die Versuche wurden in der Weise ausgeführt, daß Kugeln verschiedener Größe in die sauber gehobelten Hirnflächen von Holzscheiben verschiedener Art bei stufenweise gesteigerter Belastung eingedrückt und die Eindringtiefen mit Meßuhren gemessen wurden. Wie zu erwarten, dringt die Kugel beim Aufgeben einer Belastung anfangs schnell und allmählich immer langsamer ein; der Einfluß der Versuchsdauer ist also erheblich. Einen Anhalt für den Einfluß der Zeit gibt Abb. 1, die das Einsinken einer 19-mm-Kugel in Eschenhirnholz bei gleichbleibender Belastung von 2000 kg mit der Zeit darstellt, nachdem bei der vorhergehenden Belastung von 1800 kg schon annähernd Gleichgewicht eingetreten war (bei $t \approx 0{,}6\ R$). Um von diesen Einflüssen möglichst frei zu sein, wurde daher die Ablesung erst vorgenommen, wenn die Belastung einigermaßen feststand, d. h. die Zunge der Waage während etwa ${}^1/_2$ Min. nicht mehr merklich absank.

An Holzarten wurden verwendet: Kiefer, Pitchpine, Oregonpine, Esche, Eiche, Akazie und Rotbuche, und

[1] Original: Masch.-B.-Zg. Bd. 8, S. 215—217. 1929.

[2] Zentralbl. ges. Forstwes. Bd. 9, S. 193. 1906 und B. 11, S. 443. 1908.

[3] Janka: Die Härte der Hölzer. Wien: W. Frick 1915.

[4] Ludwik: Über Härtebestimmung usw., Baumaterialienkunde 1907. Heft 8—10.

[5] Z. Forst- u. Jagdwes. Bd. 7. 1904.

[1] Das Aufspalten ist natürlich zum Teil auch durch die Wirkung des im Grunde des Eindruckes sich bildenden Sprengkegels verursacht.

[2] Anscheinend aber nicht veröffentlicht.

Digitized by Google

zwar jahrelang trocken aufbewahrte Stücke. Der Feuchtigkeitsgehalt wurde als vorderhand belanglos nicht bestimmt, da es sich im vorliegenden Falle nur um eine Erprobung eines Verfahrens handelte; er dürfte aber nach Erfahrungen mit solchen den Beständen entnommenen Stücken etwa 10 bis 12% betragen haben.

Die Kugeldurchmesser wurden aus versuchstechnischen Gründen etwas groß gewählt, und zwar 16, 19 und 25,4 mm. Für ihre Wahl dürften nachstehende allgemeine Gesichtspunkte maßgebend sein:

Die Kugel darf nicht zu klein sein, damit sich in den ermittelten Härtezahlen die strukturellen Unterschiede der Frühholz- und Spätholzzonen ausgleichen können; andererseits muß der Kugeldurchmesser mit Rücksicht auf Probestückabmessungen und Gefahr des Aufplatzens, die mit dem Maß der Austrocknung der Hölzer erheblich zunimmt, beschränkt bleiben.

Bei der Auswertung der Ergebnisse wurde die erzeugte Eindruckkreisfläche für verschiedene Belastungen aus den jeweilig erreichten Eindrucktiefen errechnet. Die

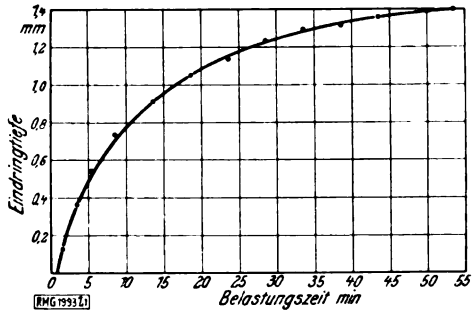


Abb. 1. Fortschreiten des Eindringens einer 19-mm-Kugel unter 2000 kg Belastung in Eschenhirnholz.

so erhaltenen Härtezahlen sind in den Abb. 2 und 3 getrennt für die untersuchten Nadel- und Laubhölzer in Abhängigkeit von der verhältnismäßigen Eindrucktiefe $\frac{t}{R} \cdot 100$ aufgetragen. Danach scheint ein wesentlicher Unterschied zwischen den Ergebnissen der Nadel- und Laubhölzer darin zu bestehen, daß die Härtezahlen für Nadelhölzer mit wachsender Eindringtiefe praktisch von Anfang an fallen, während sie für die Laubhölzer etwa gleichbleiben, jedenfalls eher eine Neigung zum Steigen erkennen lassen.

Man wird also allgemein bei Hölzern, die sich beim Kugeldruckversuch wie die vorliegenden Nadelhölzer verhalten, beim Ausdehnen des Versuches bis zum Eindringen der halben Kugel zu kleine Härtezahlen ermitteln. Die vorstehend beschriebenen Versuche sind nun bis auf zwei Ausnahmen mit äußerst geringer Geschwindigkeit ausgeführt, und es könnte die Frage entstehen, wie sich die Funktion $H = f\left(\frac{t}{R}\right)$ ändert, wenn wie üblich gearbeitet wird, nämlich mit gleichbleibender Eindringgeschwindigkeit. Über die normalerweise anzuwendende Belastungsgeschwindigkeit[1] habe ich in den Veröffentlichungen von Janka nichts finden können. In seinem Bericht für den letzten Kongreß des Internationalen Verbandes 1912 ist nur vorgeschrieben, daß die Kugel „mit stetigem Druck" eingedrückt werden soll. Zur Klarstellung des Zeiteinflusses ist deshalb bei dem Versuch mit Pitchpineholz, Abb. 2, eine Geschwindigkeit von $V = 0{,}5$ mm/min, bei dem Versuch mit Kiefernholz und 16-mm-Kugel $V = 1{,}4$ mm/min innegehalten. Der Verlauf der Kurven $H = f\left(\frac{t}{R}\right)$ ist dadurch nicht geändert; wieder erhält man ein starkes Fallen der Härtezahl mit zunehmender Eindringtiefe.

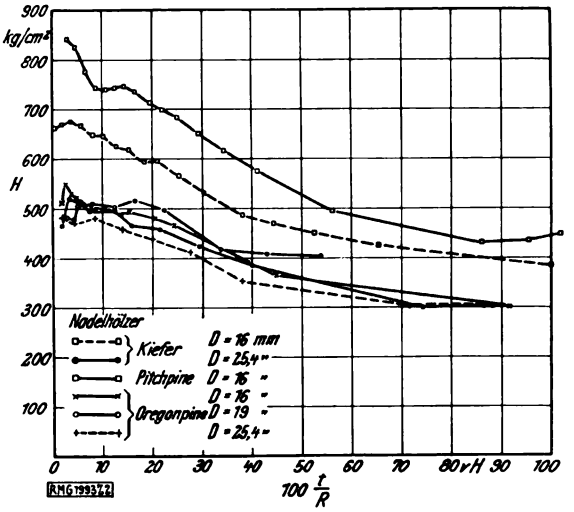


Abb. 2. Änderung der Härtezahl mit wachsender Eindringtiefe bei Nadelhölzern.

Es entsteht die Frage, welche Bedeutung kommt unter diesen Umständen der Kugeldruckprobe für Holz überhaupt zu?

Daß sie den praktischen Anforderungen Genüge tut, scheint daraus geschlossen werden zu können, daß sie bisher ohne Anstände in verschiedenen Prüfvor-

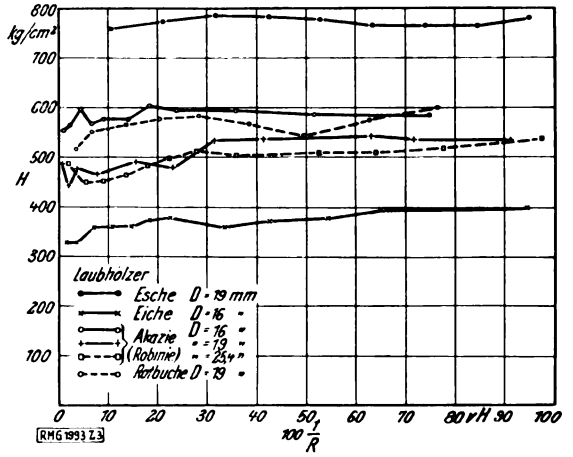


Abb. 3. Änderung der Härtezahl mit wachsender Eindringtiefe bei Laubhölzern.

schriften Verwendung gefunden hat. Dies kann aber auch in der für Holz etwas untergeordneten Bedeutung der Härtebestimmung begründet sein. Bei einer kritischen Würdigung des Verfahrens kann dagegen der Vorwurf nicht unterdrückt werden, daß ihm eine große Willkürlichkeit innewohnt, denn bei geringerer Eindringtiefe als $t = R$ scheint für Nadelhölzer innerhalb gewisser Grenzen jede beliebige Härtezahl gefunden werden zu können, der mindestens dieselbe Berechtigung zukäme wie der nach Janka. Demnach erübrigt es sich, andere Vorschläge betreffs Eindringtiefe und Kugeldurchmesser

[1] G. Lang wendete bei seinen Versuchen $V = 1$ mm/min an.

Digitized by Google

machen zu wollen, sie würden auch nur zu einem für den Materialprüfungsfachmann unvertretbaren Kompromiß führen.

Wie ist nun dies eigentümliche unterschiedliche Verhalten beider Holzarten zu erklären? Der Vorgang, der sich beim Eindringen der Kugel abspielt, ist wohl folgender. Zunächst (bei $F \approx 0$) findet eine Druckbeanspruchung in Faserrichtung statt. Sehr bald tritt aber Beiseiteschieben und Beanspruchung wachsender Faserkomplexe auf Druck schräg bis quer zur Faser hinzu. Abgesehen von dem Beiseiteschieben der Fasern bei größerem Eindring-Zentriwinkel trifft die Jankasche Voraussetzung zu, daß beim Einsinken der Kugel immer eine auf Druck parallel zur Faser beanspruchte Flächenprojektion der Kalottenfläche entsteht. Aber gelegentlich seiner Studie über die Eignung von Buchenholz zu Pflasterklötzen hat er innerhalb der dabei untersuchten lufttrockenen Holzarten bereits die Beobachtung gemacht, daß bei Weiß- und Schwarzföhre, Lärche und Fichte oberhalb des Zerstörungsbeginns durch Eindrücken eines ebenen Stempels die Belastung mit steigender Eindringtiefe abnahm, bei Buche dagegen noch erheblich stieg[1]. Diese Feststellung würde also im Sinne der oben beschriebenen Beobachtung beim Kugeldruckversuch liegen.

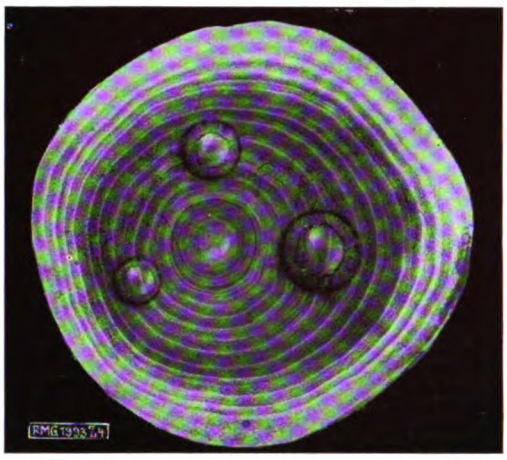


Abb. 4. Akazienscheibe mit Eindrücken von Kugeln.

Abb. 4 zeigt die Ansicht der Hirnfläche der verwendeten Akazienscheibe mit den drei Eindrücken. Man sieht auf dem Grunde jedes Eindruckes die auf vorwiegend Normaldruck beanspruchte Fläche deutlich abgegrenzt, die 30 bis 50% der Gesamtfläche beträgt. Abb. 5 zeigt einen Schnitt durch den einen Eindruck, auf dem diese Fläche sich wieder als Grundfläche eines in die Holzmasse eingesenkten Druckkegels verdichteten Materials in dunklerer Färbung abhebt, seitlich die beiseite geschobenen Partien und hinten die in die Vertiefung hineingezogenen Randzonen der Hirnfläche.

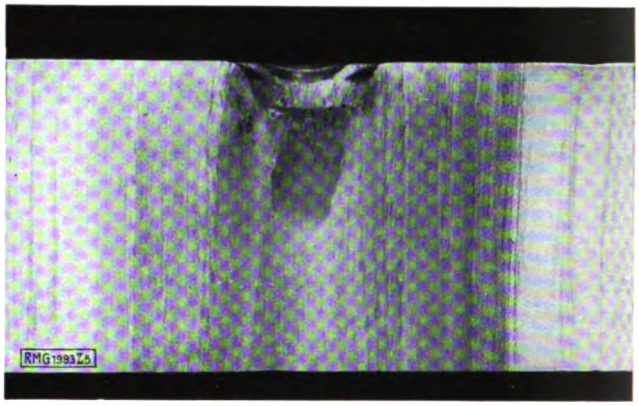


Abb. 5. Schnitt durch einen Kugeleindruck der Akazienscheibe Abb. 4.

[1] Janka: Eignung des Buchenholzes zu Straßenpflaster im Vergleich mit Nadelhölzern. S. 30, Fig. 6. Wien: W. Frick 1902.

Zusammenfassung.

Auf Grund einiger an verschiedenen Holzarten angestellten Kugeldruckversuche und Berechnung der jeweiligen Härtezahlen bei verschiedener Eindringtiefe scheint die Definition der Holzhärte als Quotient der Belastung und der Projektion der eingedrückten Halbkugel für gewisse Holzarten (anscheinend alle Nadelhölzer) eine Willkür zu bedeuten, da für diese die Härtezahl mit der Eindringtiefe von Anfang an erheblich abnimmt, während sie bei anderen (anscheinend den Laubhölzern) konstant bleibt. Unter diesen Umständen kann die Kugeldruckhärte für Holz nicht als endgültige Lösung der Frage der Holzhärteprüfung angesehen werden.

Beitrag zur Erkenntnis der elastischen Eigenschaften der Leichtmetalle.

Von **H. Sieglerschmidt**[1].

An einigen Rundstäben aus Duralumin, Lautal und Elektron wurden Längsdehnungs- und Querkontraktionsmessungen ausgeführt, die nach Angabe des Antragstellers als Rechnungsgrundlage zur Ermittlung der Spannungsverteilung in Trägerkonstruktionen dienen sollten und von allgemeinerem Interesse sind, weil sie das eigenartige Verhalten des Werkstoffes vor und nach einer Reckung erkennen lassen. Die Querkontraktionszahlen der obigen Legierungen und ihre Veränderlichkeit mit dem Zustande des Materials sind hier zum ersten Male festgestellt.

Untersucht wurde:

Duralumin 181 B der Dürener Metallwerke A.G.

Lautal V. L. W. 14 der Vereinigten Leichtmetallwerke Bonn und

Elektron A. Z. M. nach Katalog „Elektron" der I. G. Farbenindustrie A.G.

Die Dehnungsmessungen wurden mit Spiegelapparaten nach Martens, die Querkontraktionsmessungen mit Hilfe des in der Zeitschrift „Die Meßtechnik" 1929, Heft 1, S. 8—13, beschriebenen Apparates ausgeführt. Der Querkontraktionsapparat war bei allen Versuchen

[1] Original: Metallwirtschaft Bd. 8, S. 483—846. 1929.

Digitized by Google

an einer Stelle außerhalb der Meßstrecke des Martens'schen Spiegelapparates angesetzt[1].

Zu den Versuchen wurde je ein Rundstab aus den drei Werkstoffen von 28 mm Durchmesser verwandt. Untersucht sind Reckgrade bis zu 0,2% beim veredelten und bis zu 10% bzw. 8,5% beim geglühten Material (Duralumin und Lautal).

In Abb. 1 bis 6 sind die an den drei Stäben gewonnenen Meßergebnisse zusammengestellt. Es bedeutet:

σ = Zugspannung in kg/cm²,

ε = federnde Dehnung λ/l, wo λ = gemessene federnde Dehnung in $^1/_{100\,000}$ cm und l = Stablänge im gleichen Maßstabe,

$\acute{\varepsilon}$ = gesamte bleibende Dehnung λ'/l nach Entlastung von σ,

$\alpha = \varepsilon/\sigma$ die „Dehnungszahl" nach Bach $= \frac{1}{\text{Elastizitätsmodul } E}$,

ε_q = federnde Querkontraktion λ_q/d, wo λ_q = gemessene Kontraktion in $^1/_{400\,000}$ cm, d = Stabdicke,

ε'_q = gesamte bleibende Querkontraktion λ'_q/d nach Entlastung von σ,

$\alpha_q = \varepsilon_q/\sigma$ die „Querkontraktionszahl"[2],

$\mu = \varepsilon_q/\varepsilon$ = Poissonsche Zahl,

$\varkappa = 3 \cdot \frac{\varepsilon - 2\varepsilon_q}{\sigma}$ die „kubische Kompressibilität", d. h. die Volumenänderung eines in den 3 Achsenrichtungen mit je 1 kg Zugspannung (oder Druckspannung) beanspruchten Würfels von 1 cm Kantenlänge.

Für den Ausgangszustand (veredelt) und den geglühten (ungereckten) Zustand der drei Werkstoffe fanden sich folgende Zahlen:

Duralumin	veredelt für $\sigma = 0 \div 330$ kg/cm²:	$E = 7390$ kg/mm²; $\mu = 0{,}339$[3]; $\varkappa = 0{,}000001311$
„	geglüht für $\sigma = 0 \div 165$ kg/cm²:	$E = 7400$ kg/mm²; $\mu = 0{,}339$; $\varkappa = 0{,}000001306$
Lautal	veredelt für $\sigma = 0 \div 313$ kg/cm²;	$E = 7130$ kg/mm²; $\mu = 0{,}342$; $\varkappa = 0{,}000001333$
„	geglüht[4] für $\sigma = 0 \div 156$ kg/cm²;	$E = 7180$ kg/mm²; $\mu = 0{,}342$; $\varkappa = 0{,}000001315$
Elektron	veredelt für $\sigma = 0 \div 313$ kg/cm²:	$E = 4530$ kg/mm²; $\mu = 0{,}296$; $\varkappa = 0{,}000002710$
„	geglüht für $\sigma = 0 \div 313$ kg/cm²:	$E = 4520$ kg/mm²; $\mu = 0{,}297$; $\varkappa = 0{,}000002710$

Somit zeigte sich eine recht gute Übereinstimmung zwischen den Versuchswerten des veredelten und geglühten Zustandes. Im veredelten Zustande des Materials änderten sich die Werte nur in geringem Maße mit zunehmender Zugspannung bis zu $\sigma = 1300$ bzw. 1000 kg/cm².

[1] Zweckmäßiger im Interesse größerer Genauigkeit ist es, mehrere Querkontraktionsapparate am gleichen Stabe anzusetzen, um erkennen zu können, ob und bis zu welchem Grade die nach Eintritt des Fließens auftretenden Reckungen an den verschiedenen Stellen des Stabes voneinander abweichen. Zu beachten ist, daß mit dem Recken vermutlich eine Änderung der Spannungsverteilung im Stabquerschnitt eintritt, die an verschiedenen Stellen des Stabes durch ungleiches Fortschreiten der Reckung beeinflußt sein kann.

[2] Der Name ist hier analog zur „Dehnungszahl" gebildet und darf nicht mit der Poissonschen Zahl μ verwechselt werden.

[3] Für reines Aluminium ist nach Grüneisen $\mu = 0{,}337$ Z. Instr. Bd. 28, S. 89 u. f. 1908.

[4] Um 0,02% vorgereckt.

Der Einfluß veränderter Zugspannung ist im folgenden noch näher erörtert.

Auch eine geringe Reckung um 0,2% änderte bei den veredelten Werkstoffen nur wenig an den Werten E, μ und $\varkappa$ (s. Abb. 3 und 4).

In Abb. 1 sind noch die bei der Reckung beobachteten bleibenden Dehnungen ε' und Querzusammenziehungen ε'_q des veredelten Materials in Abhängigkeit von der Reckspannung aufgetragen.

Hiernach ist für

Duralumin:	Elastizitätsgrenze[1]	bei 1800 kg/cm²	Zugspannung
	Streckgrenze[2]	„ 2700	„	„
Lautal:	Elastizitätsgrenze	„ 1400	„	„
	Streckgrenze	„ 2250	„	„
Elektron:	Elastizitätsgrenze	„ 1000	„	„
	Streckgrenze	„ 2350[3]	„	„

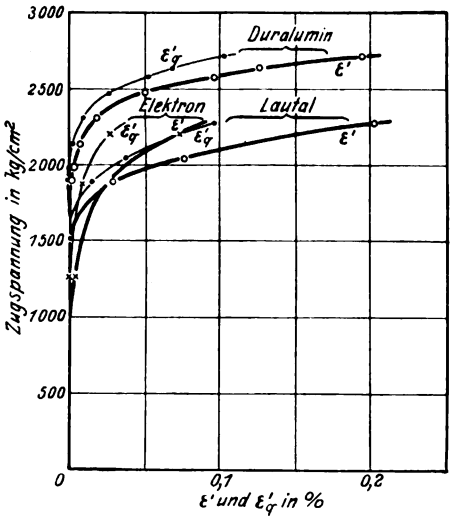


Abb. 1. Verlauf der bleibenden Durchmesser- und Längenänderungen beim Recken des veredelten Materials.

Die bleibenden Querkontraktionen ε_q standen nach Eintritt des Reckens zu den bleibenden Dehnungen ε' im Verhältnis von etwa 1:2 (siehe Abb. 1), eine Erscheinung, die bei allen folgenden Reckungen gleichfalls beobachtet wurde und darauf zurückzuführen ist, daß eine Volumenzunahme des Werkstoffs bei der Reckung nur in geringem Maße eintritt.

Zunächst war beabsichtigt, die Stäbe im Anlieferungszustand (veredelt) und nach kleiner Reckung (0,2%) auf ihre elastischen Eigenschaften zu prüfen. Hierüber hinaus wurden dann Duralumin und Lautal auch im geglühten Zustande, ungereckt und nach verschiedenen Reckungen bis zu 10% bzw. 8,5% der Meßlänge untersucht. Für die bei 400° $^1/_2$ St. geglühten und an der Luft abgekühlten Stäbe ergaben sich die oben bereits mitgeteilten Zahlenwerte E, μ und $\varkappa$ und folgende Festigkeitswerte:

[1] Zugspannung für eine bleibende Dehnung $\varepsilon' = 0{,}003\%$ der Meßlänge.

[2] Zugspannung für eine bleibende Dehnung $\varepsilon' = 0{,}2\%$ der Meßlänge.

[3] Der Stab aus Elektron wurde nur bis zu einer bleibenden Dehnung von 0,145% gereckt, da er infolge der geringen Kerbzähigkeit des Materials bereits bei einer Zugspannung von 2330 kg/cm² brach. Die angegebene Streckgrenze ist durch Extrapolation gefunden.

Digitized by Google

Duralumin:	Elastizitätsgrenze bei	∼ 700	kg/cm²	Zugspannung
	Streckgrenze	„ 1000	„	„
Lautal:	Elastizitätsgrenze	„ ∼ 500	„	„
	Streckgrenze	„ 700	„	„

Nach den Reckungen wurden die Stäbe 1 bis 2 St. gelagert und hiernach bei den verschiedenen Spannungsstufen — bis zu etwa $^2/_3$ der Streckgrenze — auf ihre elastische Längsdehnung und Querzusammenziehung untersucht (1. Prüfung). Hiernach wurden die Stäbe bei unveränderter Apparatur weitere 1—2 Tage (in einem Falle 12 Tage) gelagert und nochmals untersucht (zweite Prüfung).

Zur besseren Beurteilung und Bewertung der im folgenden mitgeteilten Versuchsergebnisse soll zunächst untersucht werden, welchen Einfluß die nach dem Recken vergangene Zeit auf die Versuchsergebnisse hatte und ob ein stabiler Zustand des Materials nach einer Lagerung der Stäbe von 1—2 Tagen erreicht wurde.

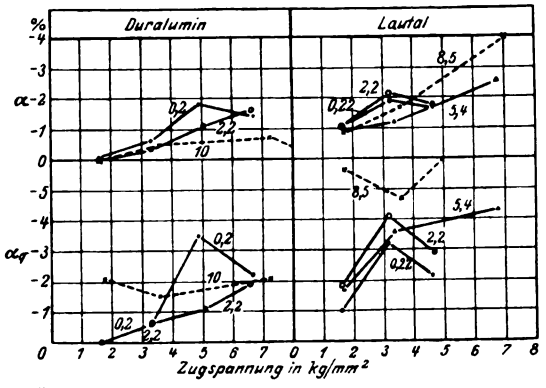


Abb. 2. Änderung der α- und α_q-Zahlen mit der seit dem Recken vergangenen Zeit. Als Ordinaten sind die Unterschiede der bei der ersten und zweiten Prüfung gefundenen Werte α bzw. α_q in Prozenten der ersteren aufgetragen.

In Abb. 2 sind die Unterschiede der bei der ersten und zweiten Prüfung gefundenen Werte α und α_q in Prozenten der ersteren als Ordinaten zu den Zugspannungen σ aufgetragen. An die Schaulinien angeschrieben sind die Reckgrade in Prozenten, auf die sich die Unterschiede beziehen.

Man erkennt, daß der Zeiteinfluß ein recht erheblicher ist. Er erreicht für α bei Reckungen bis zu 10% und 8,5%: — 2% bei Duralumin, — 4% bei Lautal, für α_q: — 3,5% bei Duralumin, — 6% und mehr bei Lautal. Auffallend sind die hohen Werte, die der Zeiteinfluß bei einer Reckung um 0,2% — für Lautal auch noch bei 2,2% — und bei Zugspannungen von 4 bzw. 3 kg/²mm erreicht. Auffallend hoch war auch der Zeiteinfluß auf α_q nach Reckungen von 10% bzw. 8,5% und der geringen Spannung von 1,7 kg/mm².

Daß eine stabiler Zustand der Stäbe nach ein- oder mehrtägiger Lagerung noch nicht erreicht war, geht auch daraus hervor, daß die nach dem Entlasten der Stäbe von den angegebenen Spannungen verbleibenden Formänderungsreste ε' und ε'_q mit der Zeit nicht abnehmen; ε'_q änderte zwischen der ersten und zweiten Prüfung meist nur sein Vorzeichen von + nach —, d. h. es trat bei der ersten Prüfung eine Verringerung, bei der zweiten eine Vergrößerung des Stabquerschnittes ein. Hierbei wurde das Volumen eines aus dem Stabe herausgeschnitten gedachten Würfels von 1 cm Kantenlänge sowohl bei der ersten als auch bei der zweiten Prüfung größer (um $\varepsilon' - 2\,\varepsilon'_q$), bei der zweiten Prüfung indessen in stärkerem Maße (ε'_q negativ) als bei der ersten. Daß die Dauer des Lagerns der Stäbe auf dieses — vermutlich auf Nachwirkungserscheinungen beruhende — Verhalten des Werkstoffs von wesentlichem Einflusse war, lassen die Versuche mit Lautal erkennen, bei denen der Zeiteinfluß ein weit größerer war als bei Duralumin: Nach 8,5% Reckung und zwölftägigem Lagern waren die „bleibenden" Formänderungen erheblich geringer als vorher und ε'_q bereits positiv.

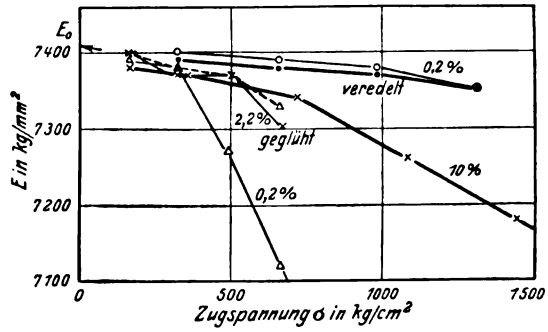


Abb. 3. Elastizitätsmodul von Duralumin.

In Abb. 3 und 4 sind die nach den Reckungen und ein- oder mehrtägiger Lagerung gefundenen Elastizitätszahlen E in Abhängigkeit von der Zugspannung σ aufgetragen. Angeschrieben sind die Reckgrade in Prozenten. Im veredelten Zustande hatten die Stäbe bei 0,2% Reckung annähernd gleiche, meist etwas höhere Elastizitätszahlen E als vor der Reckung; im geglühten und gereckten Zustande ist die Abnahme von E mit zunehmender Spannung — für beide Werkstoffe übereinstimmend — beim Reckgrade von 0,2% besonders groß.

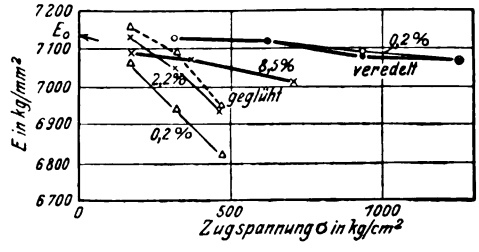


Abb. 4. Elastizitätsmodul von Lautal.

Diese Erscheinung, wie auch die oben bezüglich des Zeiteinflusses gemachte Beobachtung lassen vermuten, daß die infolge der Vorbehandlung und des Reckens auftretenden Eigenspannungen bei einem Reckgrade von 0,2% die elastischen Eigenschaften des Materials besonders stark beeinflussen[1].

[1] Vgl. auch „Untersuchung der Abhängigkeit der elastischen Dehnungszahl α des Kupfers von der Vorbehandlung und Versuchsausführung" von W. Kuntze, Mitt. Materialpr.-Anst., Sonderh. 5, S. 97—113. Kuntze machte sowohl an gezogenem wie auch an geglühtem Material die Beobachtung, daß „α mit dem Reckgrade zuerst (bis zu 3%) schnell zunahm, und dann ständig bis zur Höchstreckung abnahm" und führte diese Erscheinung auf die Folge zweier sich überdeckender Erscheinungen zurück: α nimmt
1. mit der reinen Verformung, bei welcher der Einfluß innerer Spannungen unwirksam gedacht sei, ab,
2. mit dem Auftreten innerer Spannungen zu.

Digitized by Google

Bei größeren Reckgraden nähern sich die E-Zahlen beider Werkstoffe immer mehr denen des veredelten Metalles. Des weiteren sei noch darauf hingewiesen, daß die Schaulinien in Abb. 3 und 4 mit abnehmender Spannung für $\sigma = 0$ etwa im Punkt $E_0 = 7410$ bei Duralumin und $E_0 = 7140$ bei Lautal zusammenlaufen.

Durch Auftragung der Querkontraktionen α_q in Abhängigkeit von der Spannung ergaben sich Schaubilder mit stark streuenden Versuchspunkten, die ausgesprochene Gesetzmäßigkeiten nicht erkennen ließen. Es ist daher von dieser Darstellungsweise Abstand genommen, zumal nach obigem die Werte α_q in stärkerem Maße von der Zeit und anderen Einflüssen abhängig waren als α.

In Abb. 5 und 6 sind daher nur noch die Werte α, α_q, $\varkappa$ und μ in Abhängigkeit vom Reckgrade aufge-

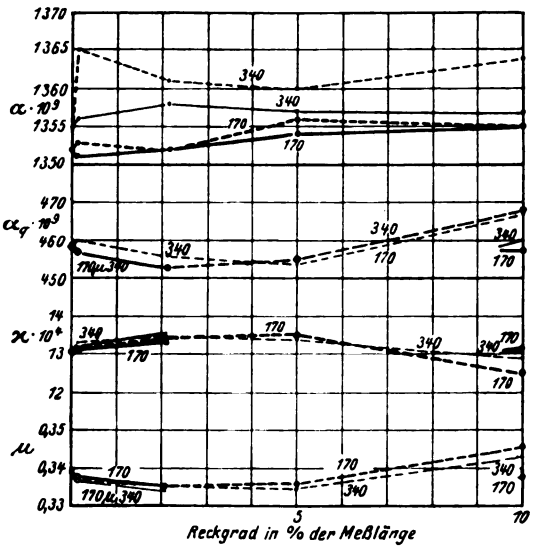


Abb. 5. Elastizitätswerte α, α_q, μ und $\varkappa$ von Duralumin.

tragen, um deutlicher erkennen zu können, innerhalb welcher Grenzen diese Zahlen für das gereckte Material streuen. Eingetragen sind mit gestrichelten Linien die für $\sigma = 165$ (170) und 330 (340) kg/cm² bei der ersten Prüfung gefundenen Werte und mit ausgezogenen Linien die für die gleichen Spannungsstufen bei der zweiten Prüfung (nach ein oder mehreren Tagen) gefundenen Werte. Die Spannungen sind an die Schaulinien angeschrieben. In dem Unterschied zwischen gestrichelten und ausgezogenen Schaulinien ergibt sich wieder der Zeiteinfluß.

Im allgemeinen kann ausgesagt werden, daß sich die Versuchswerte des gereckten Zustandes nur wenig — um einige Prozent — von denen des ungereckten Zustandes unterschieden (vgl. die ausgezogenen, nach längerer Lagerung erhaltenen Schaulinien). Innerhalb dieser geringen Unterschiede ließen sich Gesetzmäßigkeiten in der Abhängigkeit der Werte von Reckgrade nicht mit Sicherheit feststellen. Erwähnt sei noch, daß die Schaulinien α und α_q von Duralumin auch bei den geringen Zugspannungen von 165 und 330 kg/cm² bereits den erwähnten Höchstwert nach 0,2% Reckung erkennen lassen.

Die Dehnungszahl α (Elastizitätszahl E) beider Stoffe zeigt bei kleiner Zugspannung (165 bzw. 170 kg/cm²) die geringste Veränderlichkeit mit dem Reckgrade: unter 1%.

Die Querkontraktionszahl α_q war beim gereckten Duralumin im Mittel kleiner (1 bis 2%), beim gereckten Lautal hingegen größer (1 bis 3%) als beim ungereckten Material.

Entsprechend war beim Duralumin $\varkappa$ gereckt größer als $\varkappa$ ungereckt und beim Lautal $\varkappa$ gereckt kleiner als $\varkappa$ ungereckt. Für die Poissonsche Zahl μ ergaben sich die folgenden Mittelwerte (geglühtes Material):

Duralumin	ungereckt:	$\mu = 0{,}339$
„	gereckt bis zu etwa 5%	$\mu = 0{,}336$
Lautal	ungereckt:	$\mu = 0{,}342$
„	gereckt bis zu etwa 5%:	$\mu = 0{,}345$

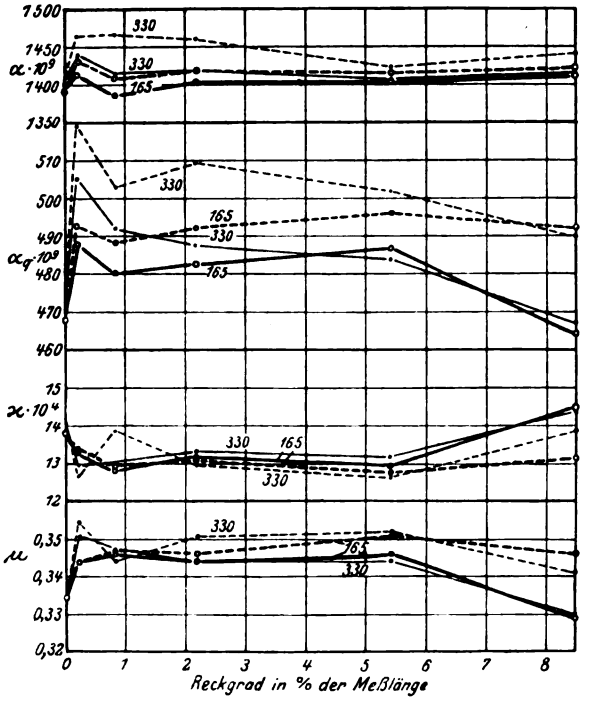


Abb. 6. Elastizitätswerte α, α_q, μ und $\varkappa$ von Lautal.

Zusammenfassung der Ergebnisse.

1. Die Kennziffern α (E), α_q, $\varkappa$ und μ der elastischen Eigenschaften der Leichtmetalle Duralumin, Lautal und Elektron wurden für den veredelten, geglühten und gereckten Zustand des Materials festgestellt. Sie weichen bei Duralumin und Lautal für den geglühten und gereckten Zustand nach ein- bis zweitägiger Lagerung der Stäbe nur um einige Prozent von den im ungereckten Zustande gefundenen Werten ab und sind mit der Zeitdauer der Lagerung nach dem Recken veränderlich. Der Einfluß der Zeit machte sich auch in der Größe und dem Vorzeichen der nach dem Recken bei geringeren Spannungen eintretenden „bleibenden" Formänderungen stark geltend. Es ist anscheinend erforderlich, die Stäbe nach dem Recken wochenlang zu lagern, ehe ein annähernd stabiler Zustand eintritt.

2. Die elastischen und plastischen Formänderungen der untersuchten Werkstoffe waren nach einer Reckung um 0,2% der Meßlänge auffallend stark verändert (Einfluß innerer Spannungen).

3. Die — allerdings nur an einer Meßstelle festgestellte — Querkontraktion der Stäbe war im allgemeinen

Digitized by Google

stärker durch die vorangegangene Reckung beeinflußt als die Dehnung.

4. Weitere Gesetzmäßigkeiten in der Abhängigkeit der elastischen Dehnung und Querkontraktion von Spannung und Reckgrad waren innerhalb des geringen Streuungsgebietes der Versuchswerte nicht deutlich erkennbar. Zur Erkennung derartiger Gesetzmäßigkeiten bedarf es eines umfangreicheren Versuchsmaterials und einer genaueren Feststellung des Zeiteinflusses (längere Lagerung der Stäbe) auf die Versuchswerte. Im Zusammenhange hiermit dürfte es von Interesse sein, auch der Verteilung innerer Spannungen des Materials über den Stabquerschnitt nach verschiedenen Reckungen und verschiedener Lagerungsdauer der Stäbe nachzugehen[1].

[1] „Nachweis innerer Spannungen in Stangen und Rohren". Von G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 352—357. 1927. Vgl. daselbst auch die Literatur über die grundlegenden Arbeiten von E. Heyn und O. Bauer.

Kritische Kerbzähigkeitswerte.

Von **W. Kuntze**[1].

I. Kritische Abfallgebiete.

Die neuesten Untersuchungen im Gebiete der Kerbzähigkeitsprüfung (vgl. [2] und [3]) befassen sich fast ausnahmslos mit einer Mehrprobenmethode; d. h. es wird nicht mehr die Kerbzähigkeit des Werkstoffes als Einzelkennziffer ermittelt, sondern eine Reihe von Werten bei veränderten Versuchsbedingungen. Sehr geringe solcher Veränderungen, sowohl der stofflichen als auch der versuchstechnischen, rufen bekanntlich häufig sehr schroffe Größenänderungen der Kerbzähigkeit hervor, so daß unter angenähert gleichen Umständen ein spröder oder zäher Bruch möglich ist. Es häufen sich daher die Vorschläge, die Zustände zu ermitteln, unter denen der Übergang vom zähen zum spröden Bruch auftritt[4]. Die Prüfmethode würde dann auf eine Grenzbestimmung zwischen diesen beiden Brucharten hinauslaufen. Eine ideale Kurve der Veränderlichkeit der Kerbzähigkeit (die sich im Schrifttum schon in ähnlicher Weise vorfindet[5]) würde entsprechend den bisherigen Erfahrungen Abb. 1 zeigen. Man erkennt, daß die Lage des kritischen Gebietes im Diagramm von sehr vielen Faktoren der Abszisse beeinflußt wird, die sich vermutlich in ihren Wirkungen noch dazu überdecken. Das führt zu einem Problem unbegrenzter Möglichkeiten hinsichtlich des Einflusses von Probe, Maschine, äußeren Bedingungen und Stoff. Die Einführung einer einheitlichen Probe und Maschine würde also nicht erlauben, die Übergangsgrenzen infolge der Probengröße, Probengestalt, Kerbschärfe und Versuchsgeschwindigkeit zu ermitteln, während andererseits die durch Versuchstemperaturen und stoffliche Änderungen, beispielsweise durch Recken und Vergüten, bedingte Grenzlage zwischen zähe und spröde nur bei einheitlicher Probe und Maschine eindeutig festzulegen wäre. Wie man in diesem Fall aber zugleich der Frage gerecht zu werden gedenkt, ob die gewählte Probengröße oder -form und die durch die Maschine gegebene Versuchsgeschwindigkeit auch dem Verhalten des ganzen Werkstückes und seiner Beanspruchungsmöglichkeit entspricht, bleibt nach den bisherigen Kenntnissen noch gänzlich ungelöst. Will man also in der Erkenntnis, daß die Kerbzähigkeit als Kennziffer zu unklar ist, zu einer Grenzbestimmung im obigen Sinne übergehen, so wäre noch vielerlei Aufklärung notwendig, wenn diese Bestrebungen zu einem Erfolg führen sollen.

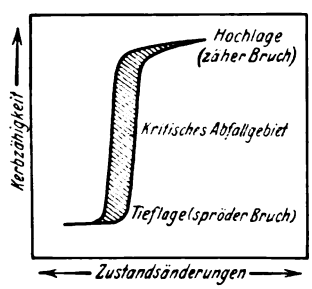


Abb. 1. Schematische Wiedergabe des Abfallgebietes der Kerbzähigkeit.

- Probengröße, Probenbreite, Kerbschärfe, Kerbtiefe } = Probeneinfluß
- Versuchsgeschwindigkeit = Maschineneinfluß
- Prüftemperatur = Versuchseinfluß
- Reckgrad, Wärmebehandlung } = stofflicher Einfluß

Zunächst ist von Wichtigkeit, ob das kritische Gebiet stofflich begründet ist oder etwa einem labilen Zustand entspricht, der in der speziellen äußeren Prüfungsanordnung begründet liegt. Wie man später sehen wird, wirken beide genannten Umstände auf die kritischen Werte ein. Vorerst sollen die stofflichen Ursachen des kritischen Gebietes besprochen werden. Die durch die Kerbzähigkeit ausgedrückte Schlagarbeit ließe sich in der üblichen Weise aus einem Kraft-Weg-Diagramm planimetrieren[1, 2, 3], wenn dasselbe bekannt wäre. Für die Prüfpraxis ist dieses Verfahren unnötig und wäre zu umständlich, für die Aufklärung der Vorgänge ist es aber sehr wichtig. Je nach der Summe der zufällig obwaltenden Zustände, die in der Abb. 1 aufgeführt sind, ändern sich die für die Verformung erforderlichen Kräfte. Der gesamte Weg jedoch ist von einem anderen Faktor abhängig, der Trennfestigkeit. Diese ist nicht dem Einfluß der Probengestaltung und der Maschine unterworfen, sie hängt nur von stofflichen Veränderungen ab. Da die Probe während der Beanspruchung sich aber infolge Reckung stofflich ändert, so ändert sich währenddem auch ihre Trennfestigkeit[4]. Diese durchläuft mit zunehmender Reckung einen aufsteigenden Kurvenast der Verfestigung (während der Gleichmaßdehnung) und einen abfallenden der Erschöpfung (während der Einschnürung). Bedingung für den Bruch ist, daß die be-

[1] Original: Metallwirtschaft Bd. 8, S. 992—998 und 1011 bis 1017. 1929.

[2] E. Honegger: Schweiz. Verb. Materialprüf. Techn. Ber. 5. 1927.

[3] M. Ros: ebenda.

[4] W. Schwinning u. K. Matthaes: Dt. Verb. Materialprüf. Techn. Nr. 78. 1927.

[5] R. Stribeck: Stahleisen 1922, S. 405—408.

[1] F. Körber u. H. A. v. Storp: Mitt. Eisenforsch. VII, S. 81—97. 1925.

[2] Dieselben: ebenda VIII, S. 127—134. 1926.

[3] W. Schwinning u. K. Matthaes: Siehe Anm. 4, S. 44.

[4] W. Kuntze: Arch. Eisenhüttenwes. 2. Bd., S. 109 bis 117. 1928/29. Vgl. auch S. 7.

Digitized by Google

lastenden Kräfte die Trennfestigkeit erreichen. Infolge der charakteristischen Gestalt der Trennfestigkeitskurve ist es nun tatsächlich möglich, daß infolge nur geringer Unterschiede in den Versuchszuständen entweder ohne wesentliche Formänderungen die noch nicht angestiegene Trennfestigkeit oder nach meist sehr großen Formänderungen die schon wieder erschöpfte und herabgesunkene Trennfestigkeit erreicht wird[1]. Mithin ist das kritische Gebiet stofflich begründet. So ist es auch erklärlich, daß die bei gemessener und wachsender Korngröße ermittelte Kerbzähigkeit sich „kritisch" also auffallend plötzlich verringert. Ja selbst die auf das Volumen bezogene Schlagarbeit (Arbeitskonstante, Raumschlagarbeit), die der Probenbreite gegenüber so unempfindlich ist, zeigt bei Veränderung der Korngröße einen kritischen Abfall, der sich ebenfalls bei der Kornschlagarbeit (auf das mittlere Kornvolumen bezogen) vorfindet[2]. Die Folgerung aus dieser Feststellung ist, daß wir bei jedem Werkstück mit dem Auftreten eines kritischen Gebietes bei schlagartiger Beanspruchung rechnen müssen, womit nicht gesagt sein soll, daß es unter gegebenen praktischen Umständen stets eintreten muß. Die Möglichkeit eines spröden Bruches unter geringem oder eines zähen unter großem Arbeitsaufwand bei nicht sehr unterschiedlichen Bedingungen ist somit gegeben. Die Bestrebungen nach einer Grenzbestimmung in der Kerbzähigkeitsprüfung, also nach Erforschung derjenigen Umstände, die für den Werkstoff gefährlich sein können, sind mithin berechtigt.

Es soll nunmehr auf die Schwierigkeiten eingegangen werden, die in den vielseitigen Einwirkungen auf die Lage der Grenze zwischen zähem und sprödem Bruch liegen. Man kann diese Einwirkungen in vier Hauptgruppen einteilen: 1. der Probenform, 2. des Werkstoffes, 3. der Versuchstemperatur und 4. der Schlaggeschwindigkeit der Maschine. Unter diesen vier Gesichtspunkten sind eine Reihe der bisher veröffentlichten Ergebnisse in Abb. 2 zusammengestellt worden. Es gehören hierher nur solche Untersuchungen, bei denen Versuchsreihen unter Abstufungen der Versuchsumstände nach mindestens zwei der genannten Hauptgruppen vorgenommen wurden[3-10]. Die Ergebnisse dieser Reihen sind den Gruppen entsprechend in vier Abszissen eingeordnet worden. Innerhalb jeder dieser Abszissen wurde wieder eine Unterteilung nach denselben Hauptgruppen bezeichnet mit 1 bis 4 vorgenommen, die dann je nach der Anzahl der vorhandenen oder ausgewählten Kurven abgestuft werden konnten. Auf der Ordinate ist also immer nur die Kerbzähigkeit aufgetragen. Diese Zusammenstellung soll nicht nur einen geordneten Überblick über die bisherigen Erfahrungen geben, sie soll auch zu der Erkenntnis beitragen, ob etwa die Einflüsse von Probe, Maschine, Versuchstemperatur und Werkstoff auf die Lage des Kerbzähigkeitsabfalles gesondert zu bewerten sind. Selbstverständlich genügt hierfür die Aufzählung der bisher genannten Einflüsse bei weitem nicht. Die Probenform müßte viel eingehender definiert werden können, um ihren Einfluß wirklich klarzustellen. Die Maschine ist nicht allein durch ihre Schlaggeschwindigkeit charakterisiert; die Masse des Pendels spielt eine große Rolle hinsichtlich der Aufzehrung der Verformungsgeschwindigkeit während der Verformung der Probe. Ferner sind die vier genannten Gruppen nie streng voneinander zu trennen, sie sind in ihrer Wirkung stets miteinander verkettet. Geschwindigkeit des Pendels und Probengröße bewirken gemeinsam die spezifische Verformungsgeschwindigkeit. Die Probenlänge hat Einfluß auf die Geschwindigkeit, mit der die Probe durchgebogen wird; es ist die Geschwindigkeit des Pendels in Meter-Sekunden dividiert durch den halben Auflagerabstand in Meter gleich der Winkelgeschwindigkeit der Probe, dem eigentlichen Maßstab für die Geschwindigkeit, mit der die Probe beansprucht wird[1]. Die Probenform wirkt hinsichtlich ihrer Einwirkung auf die Verformungsmöglichkeit auch auf die stofflichen Veränderungen (Trennfestigkeit) während des Verformungsvorganges ein und dasselbe tut häufig auch die Versuchstemperatur. Es soll nämlich gezeigt werden, wie außerordentlich verkettet die Umstände liegen, wenn man die Grenzlage zahlenmäßig festlegen will. Das zeigt ja auch die Abb. 2 mit der vollständigen Regellosigkeit, mit der das Abfallgebiet eintritt, welches mit einigen wenigen Begriffen allein nicht zu kennzeichnen ist. Um das Verhalten des ganzen Werkstückes zu klären, würde es beispielsweise wohl kaum genügen, in der Prüfung die Grenzlage nur durch Probenbreite und Versuchstemperatur festlegen zu wollen.

Sehr lehrreich ist die Beziehung zwischen Kerbzähigkeit und Brucheinschnürung des statischen Zugstabes bei verschiedenen Versuchstemperaturen, die später an Hand von Abb. 15 und 17 noch eingehend behandelt werden wird. Auch hier kritisches Ansteigen der Kerbzähigkeit, welches erst bei Temperaturen beginnt, bei denen die statische Einschnürung schon einen verhältnismäßig hohen Wert erreicht hat. Dieser plötzliche Anstieg nach Durchlaufen des Gebietes der Kaltsprödigkeit findet hier in einem Temperaturbereich von etwa —70° bis über Zimmertemperatur statt. Im Gebiet der Warmsprödigkeit (bei etwa 500°) ist die Kerbzähigkeit erst dann wieder abgefallen, wenn die Einschnürung schon wieder zugenommen hat. Man kann sagen, daß hier mit zunehmender Temperatur die Zähigkeitswirkung nach Überschreiten der Kaltsprödigkeit sowohl als auch der Warmsprödigkeit bei der Schlagprüfung erst bei 150 bis 300° höheren Temperaturen eintritt als bei der statischen Prüfung, woraus die typischen Schleifenformen der Abb. 15 folgen. Diese Vorgänge dürften sich nur so erklären, daß an und für sich die zur Gleitung erforder-

[1] W. Kuntze: Arch. Eisenhüttenwes. 2. Bd., S. 583 bis 590. 1928/29. Vgl. auch S. 27.

[2] H. Hanemann u. R. Hinzmann: Stahleisen 1927, S. 1651—1661.

[3] A. Schmid: Z. V. d. I. 1915, S. 423.

[4] M. Moser: Kruppsche Monatsh. 1921, S. 1—16.

[5] B. Strauß und A. Fry: Stahleisen 1921, S. 1133.

[6] R. Mailänder: Kruppsche Monatsh. 1924, S. 16—21.

[7] E. Maurer und R. Mailänder: Stahleisen 1925, S. 409—423.

[8] F. Körber und A. Pomp: Mitt. Eisenforsch. Bd. VI, S. 33—43; Bd. VII, S. 43—57. 1925.

[9] A. Fry: Kruppsche Monatsh. Bd. 7, S. 185—196. 1926.

[10] R. Mailänder: ebenda S. 217.

[1] M. Moser: Stahleisen 1923, S. 73 (Englische Forschungen zur Kerbschlagprobe).

Digitized by Google

lichen Kräfte von der Temperatur[1] in sehr empfindlicher Weise abhängig sind, und daß weiterhin der Einfluß der Geschwindigkeit auf diese Kräfte ebenfalls mit wechselnder Temperatur sehr verschieden ausfällt[2]. Das sieht man besonders auffallend in Abb. 17, wo drei Stahlgußsorten in drei nahe verwandten Zuständen (gegossen, nachfolgend geglüht bei schneller und langsamer Abkühlung) so gänzlich verschiedene Kurvenformen und -lagen zeigen.

Das ist der Kernpunkt des gesamten Kerbzähigkeitsproblems hinsichtlich der schwer zu verstehenden Unterschiede zwischen statischen und dynamischen Vorgängen: Die Kenntnis der empfindsamen Veränderlichkeit des Gleitwiderstandes mit Temperatur und Geschwindigkeit und das Zusammenwirken dieser veränderlichen Gleitwiderstände mit der von der Größe der Gleitung abhängigen Trennfestigkeit.

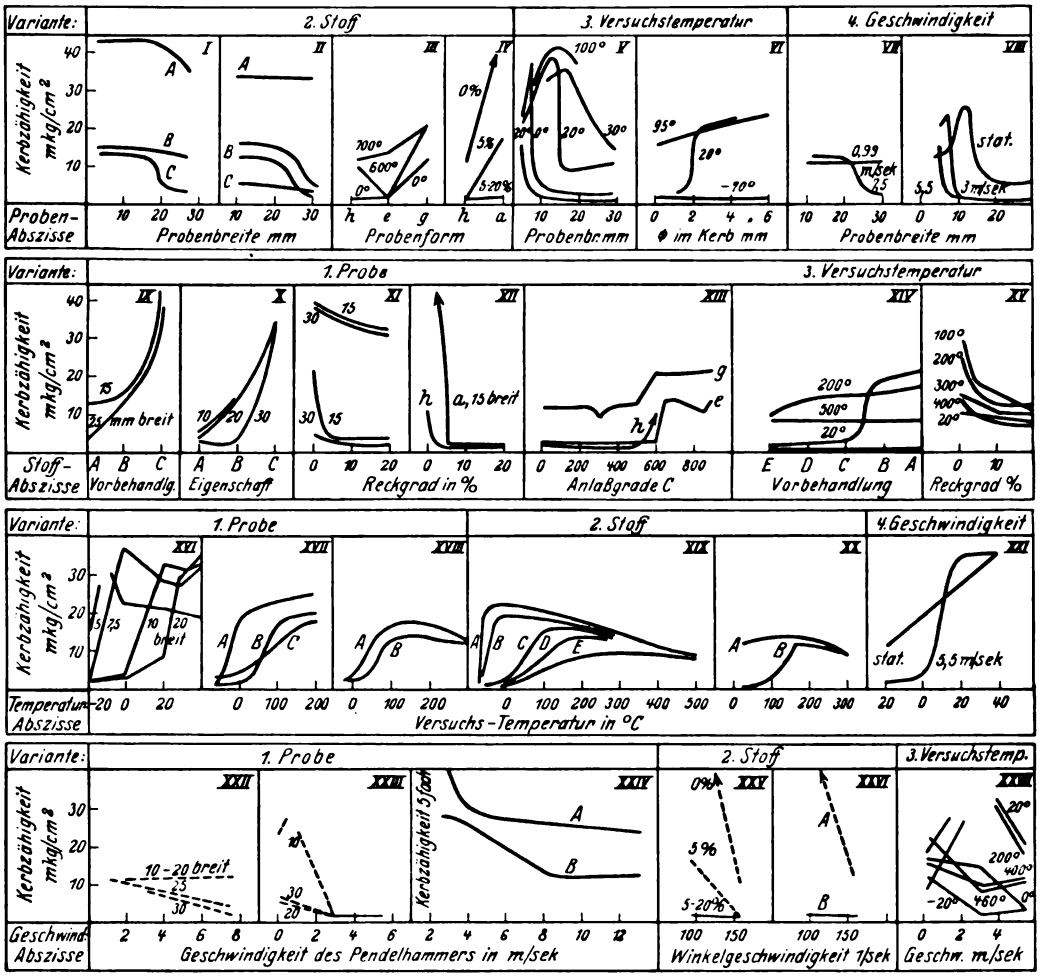


Abb. 2. Zusammenfassung von im Schrifttum bekanntgewordenen Ergebnissen über das kritische Abfallgebiet der Kerbzähigkeit. (Die Werte wurden zum Teil in andere Achsenkreuze umgezeichnet. Probenformen und Werkstoffe vgl. Tafel 1.)

In Übereinstimmung mit diesem Gedankengang steht die Tatsache, daß die Arbeitsschnelligkeit (nach Moser[3]), die die Größe des Arbeitsraumes in Prozent vom Größtraum angibt, als sehr von der Versuchstemperatur abhängig gefunden wurde. Über das Maß dieses so unübersichtlichen Zusammenwirkens hat man bisher noch keine Aufschlüsse gefunden. Steigen diese — durch die sich überdeckenden Einflüsse von Temperatur und Geschwindigkeit stark abhängigen — Kräfte bis zur Trennfestigkeit an, so tritt der Bruch ein und der Arbeitsaufwand ist abgeschlossen. Die Trennfestigkeit ist, wie schon gesagt wurde, mit der, während der Beanspruchung auftretenden Verformung veränderlich, wahrscheinlich aber nicht von der Versuchstemperatur abhängig, sofern diese nicht etwa stoffliche Änderungen hervorruft.

Dies sind aber gerade Faktoren, deren Ermittlung schwierig und nicht geläufig ist und deren Kenntnis für die Praxis auch nicht unbedingt notwendig erscheint. Vielmehr ist als Auswirkung dieser Einzelfaktoren der komplexe Wert der Kerbzähigkeit selbst ein Begriff, der geeignet ist, das Verhalten der Werkstoffe gegenüber schlagartiger Beanspruchung in außerordentlich empfindsamer Weise zu kennzeichnen. Um aber bei der Beurteilung der Werkstoffe dem ebenso häufigen wie schroffen Wechsel der Werte Rechnung tragen zu können, ist ein möglichst einheitliches und übersichtliches Prüfverfahren unbedingt erforderlich.

II. Streuwerte in der Prüfung.

Abgesehen von Streuwerten, die als unumgängliche Folge eines kritischen Gebietes auftreten, gibt es auch außerhalb eines solchen noch Streuwerte, die der Prüfmethodik besonders der Probenform anhaften. Es ist

[1] F. Körber: Stahleisen 1925, S. 1146—1149.
[2] Siehe Anm. 7, S. 45.
[3] M. Moser: Stahleisen 1925, S. 1879.

Digitized by Google

Tafel 1. Ergänzende Angaben zu Abb. 2.

Bild	nach Versuchen von	Probenform	Werkstoff
I	Moser 1924	*a*	Flußstahl, *A* vergütet, *B* geglüht, *C* überhitzt
II			Versch. Stähle, *A* zähe, *B* mittelzähe, *C* spröde
III	Kuntze 1928	*a, e, g, h*	Kesselblech, gepreßt und angelassen
IV			Kesselblech, gereckt
V	Mailänder 1924—26	*d*	Flußstahl
VI		*a*	
VII	Moser 1921		Stahl
VIII	Mailänder 1924	*d* (bei —20° geprüft)	Flußstahl
IX	Moser 1924	*a*	Flußstahl wie I
X			Verschiedene Stähle, wie II
XI	Baumann 1926		Krupp-Sonderflußstahl und Flußstahl
XII	Kuntze 1928	*a, h*	A 2 U Kesselblech
XIII	Bauer 1927, Kunze 1928	*e, g, h*	
XIV	Körber & Pomp 1925	*b*	Flußstahl, *A* vergütet, *B* Anlief., *C* krit. verform. u. geglüht, *D* überhitzt, *E* bei 200° C gewalzt
XV	Maurer & Mailänder 1925	*c*	Kesselblech, geglüht
XVI	Mailänder 1924—26	*d*	Flußstahl
XVII		*a*: *A*, Ø Kerb = 4 mm, Querschnitt = 30 mm; *B*, Ø Kerb = 0,5 mm, Querschnitt = 20 mm; *C*, Ø Kerb = 4 mm, Querschnitt = 15 mm	
XVIII		*a*, *A* Rundkerb, *B* Spitzkerb	
XIX	Körber & Pomp 1925	*b*	Flußstahl, wie XIV
XX	Strauß & Fry 1921	Spitzkerb	Kesselblech, *A* geglüht, *B* gebogen
XXI	Mailänder 1924	*d*, Probenbreite = 15 mm	Flußstahl
XXII	Moser 1921	*a*	
XXIII	Mailänder 1924	*d* (bei —20° geprüft)	
XXIV	Stanton & Batson 1920	*i*, *A* Rundkerb, *B* Spitzkerb	C-Stahl 0,19% C
XXV	Kuntze 1928	*a, h* (Winkelgeschwindigkeit = 85 bzw. 157)	A 2 U Kesselblech, gereckt
XXVI			A 2 U Kesselblech, *A* geglüht, *B* gepreßt
XXVII	Maurer & Mailänder 1925	*a*, 16 mm breit	Kesselblech, geglüht

eine eigentümliche Tatsache, daß man sämtliche Kerbschlagproben der verschiedensten Formgebung nur an der Zugseite einkerbt. Dies geschieht vermutlich infolge einer Nichtbeachtung der Vorgänge an der ungekerbten Druckseite. Die Kerbzähigkeit stellt eine Formänderungsarbeit dar, und sie wird deshalb gerade einen beträchtlichen Anteil der Verformungsarbeit der Druckseite enthalten, da diese ungekerbt ist und sich stark verformen kann. Nun sind bei der Druckbeanspruchung im Gegensatz zur Zugbeanspruchung häufig labile Vorgänge zu beobachten, d. h. der Beginn der Verformung kann aus geringsten Anlässen sofort oder sehr verzögert, also erst bei hoher Belastung eintreten. Bekannt ist diese Erscheinung beispielsweise aus dem Knickversuch, wo geringste Änderungen der Zentrierung der Probe von ganz erheblichem Einfluß auf die Knickgrenze sind[1]. Tritt bei der Kerbschlagprobe in der Druckzone trotz Kraftanstieges ein Verzug der Verformung ein, so wird unter stärkerer Beanspruchung der Zugzone die Probe früher, also bei geringerer Kerbzähigkeit, brechen, als wenn keine Verzögerung stattgefunden hätte.

Die Richtigkeit dieser Überlegung fand sich nun beim Vergleich von Ergebnissen der normalen Probenformen mit solchen, bei denen auch die Druckseite eingekerbt war, bestätigt. Aus zwei Blechen vom Baustahl 48 wurden Proben der normalen Form *e* (Abb. 3) und vergleichsweise solche, der ringsherum eingekerbten der Form *h* nach dem Plan der Abb. 4a und b entnommen. Die Probe *h* wurde ähnlich der Izod-Probe einseitig eingespannt, in einem von Rudeloff konstruierten Schlagwerk von 4 mkg geschlagen. Die Kerbzähigkeitswerte

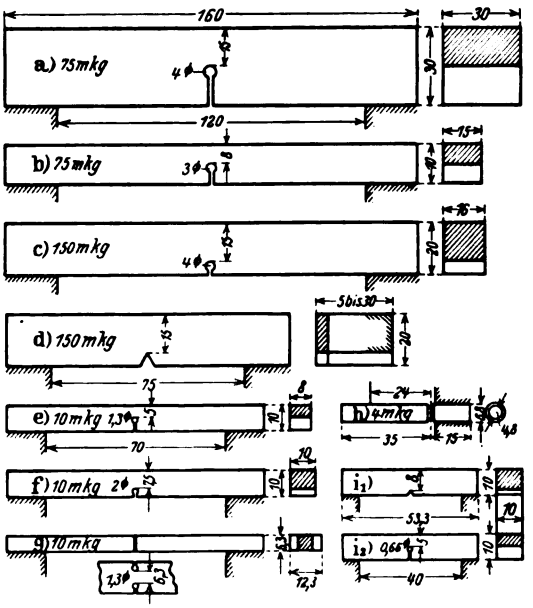


Abb. 3. Probenabmessungen.

sind gemäß ihrer Entnahme geordnet in den Kurven aufgetragen. Jeder Wert entspricht nur einem einzigen Versuch. Auf den ersten Blick fällt die Kontinuität sämtlicher Kurven der Probenform *h* auf. Die Werte scheinen hier die tatsächlichen allmählichen Übergänge der durch

[1] Th. v. Karman: Forschungsarb. V. d. I. 1910, H. 81.

Digitized by Google

das Warmwalzen hervorgerufenen Stoffbeschaffenheit sowohl längs als auch quer zum Blech äußerst sorgfältig wiederzugeben, ohne daß irgendwelche Streuungen störend wirken. Die Kerbzähigkeitskurven der normalen Form *e* machen indessen mehr den Eindruck der Unregelmäßigkeit und bilden schroffe Gegensätze, die durch Störungen hervorgerufen zu sein und weniger dem Zustande des Werkstoffes zu entsprechen scheinen. In der Abb. 5 sind Werte beider Probenformen mit dem Reckgrade aufgetragen. Auch hier fällt die äußerst gleichförmige Kurve für die Probenform *h* auf. Die normale Probenform zeigt bei 18% Reckung offenbar eine Störung (vgl. später Abb. 11). Abb. 6 zeigt die Probenform *h* im Vergleich zur großen normalen *a* bei dem gereckten Kesselblech A2U. Hier haben wir ein kritisches Gebiet bei 5% Reckung. Die normale Form läßt bei diesem Reckgrad ohne sonst sichtbare Ursachen die Werte zwischen 2 und 15 kg/cm² wechseln. Die Probenform *h* ergibt einen allmählichen Übergang zu höheren Kerbzähigkeitswerten.

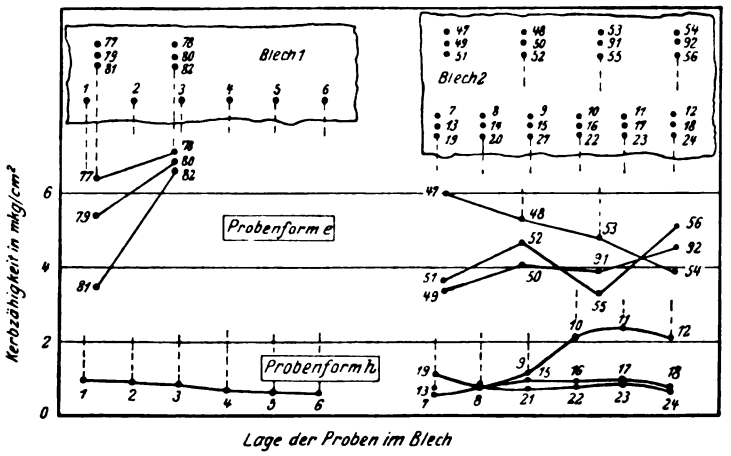


Abb. 4a und b. Gegenüberstellung von Kerbzähigkeitswerten zweier Probenformen unter Berücksichtigung der Entnahme aus dem Blech. (Baustahl 48.)

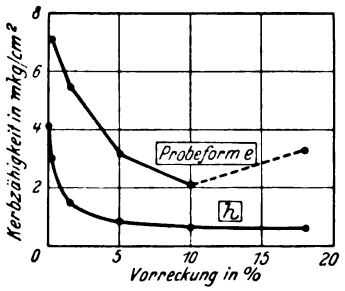


Abb. 5. Gegenüberstellung von Kerbzähigkeitswerten zweier Probenformen unter Berücksichtigung des Reckgrades. (Baustahl 48.)

Hier muß eingefügt werden, daß bei einem Werkstoff mit ausgeprägter Streckgrenze es nicht möglich ist, geringere Reckungen zu erzeugen als die Länge des zackigen horizontalen Gebietes im Kraft-Dehnungs-Diagramm des Zugstabes in Prozent gemessen beträgt. Aus diesem Grunde konnten für den vorliegenden Werkstoff Reckungen unter 2% nicht verwirklicht werden. Diese Erscheinung hat ihren Grund darin, daß die von der Reckung zuerst betroffenen Stabteile, die meist an der Einspannung liegen, sofort um den ganzen Betrag von etwa 2% dehnen[1].

[1] W. Kuntze und G. Sachs: Z. V. d. I. 1928, S. 1011 bis 1016.

Hieraus folgt aber, daß die Kerbzähigkeit eines Werkstückes nach Überschreitung der Streckgrenze schon deshalb sofort auf den diesen Mindestreckbetrag entsprechenden Wert fallen muß. Dieser Abfall ist dann sehr erheblich, weil die Kerbzähigkeit gerade bei sehr kleinen Reckungen beträchtlich fällt[1].

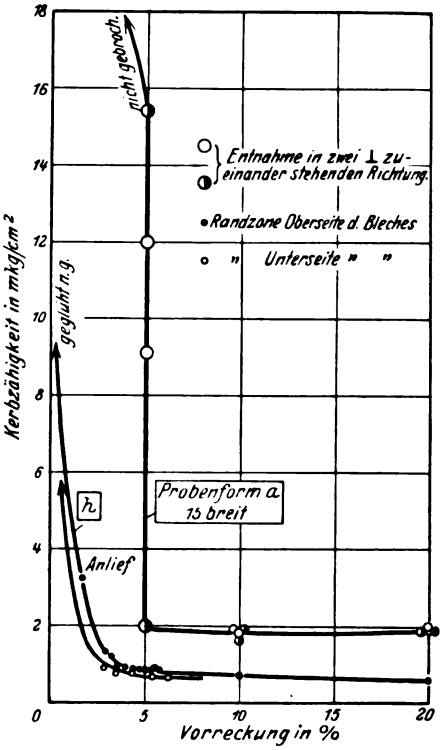


Abb. 6. Gegenüberstellung von Kerbzähigkeitswerten zweier Probenformen unter Berücksichtigung des Reckgrades. (Flußstahl A2U, Blech 22 mm stark.)

Der letzte Versuch zeigt, daß auch die Schroffheit eines kritischen Gebietes durch die beiderseitig (an Zug- und Druckseite) gekerbte Probe gemildert wird, ohne daß dieselbe an Empfindsamkeit einbüßt. Dies ergab sich auch in Abb. 9 beim Vergleich der Probenformen *e* und *h*.

Die gleichmäßigeren Ergebnisse bei Einkerbung auch der Druckseite ließen nun eine Probenform *g* mit beiderseitiger Einkerbung für Auflagerung auf zwei Stützen entstehen, um die gebräuchlichen Pendelschlagwerke ausnützen zu können. Die beiden Bohrungen im Grunde der Einkerbung laufen parallel der Kraftrichtung. Die Einkerbungen sind also nicht an der Zug- und Druckseite selbst angebracht, sondern verlaufen entlang den Seitenflächen, von der Druck- zur Zugseite, so daß Zug- und Druckzone in gleicher Weise davon berührt werden (vgl. Abb. 3 und 10). Die Probe ließ sich sehr leicht mit Hilfe einer Lehre bohren. Mit diesen Proben wurde Kruppsches Izett-Kesselblech, 22 mm stark, geprüft, welches nach dem Verfahren von O. Bauer[2] gepreßt (vgl. Abb. 8) und alsdann bei verschiedenen Temperaturen angelassen wurde. Die Abb. 7a und b bringen drei Kurven für diese Probenform, die dem Bruch in den beiden gegenüberliegenden äußeren Walzflächen (Kurve 3 und 4) des Bleches und in einer im Abstande von etwa

[1] Siehe Anm. 1, S. 45.

[2] O. Bauer: Mitt. Ver. Großkesselbesitzer Nr. 15, S. 7—21 1927.

Digitized by Google

7 mm geprüften Innenzone (Kurve 1) entsprechen. Es läßt sich nämlich bei dieser Probenform der Anbruch genau in die Außenschicht des Bleches legen, was bei der normalen Form nicht möglich ist, wo der Anbruch 5 bis 6 mm von der Außenschicht entfernt erfolgt. Abb. 8

Probenform *g* ist deren Empfindsamkeit durchaus nicht geschwächt. Der bei 250° Anlaßtemperatur eintretende größte Alterungseffekt, der in der Kurve 6 durch den niedrigsten Wert der Kerbzähigkeit gekennzeichnet ist, wird auch durch die Probenform *g* deutlich zum Aus-

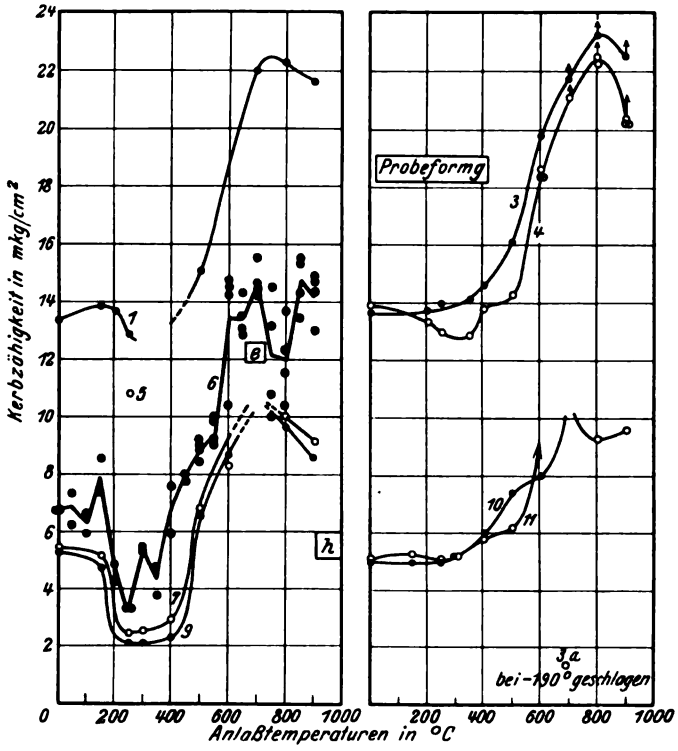


Abb. 7a und b. Gegenüberstellung von Kerbzähigkeitswerten dreier Probenformen unter Berücksichtigung des Anlaßgrades von Izett-Flußstahl BA₁R. Probenentnahme nach Abb. 8 (Kurve 6 nach O. Bauer).

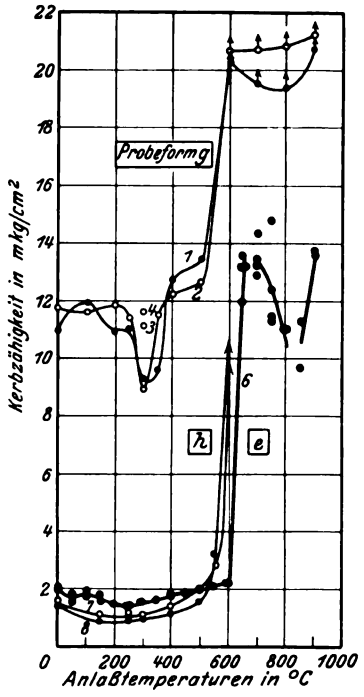


Abb. 9. Gegenüberstellung von Kerbzähigkeitswerten dreier Probenformen unter Berücksichtigung des Anlaßgrades von A₁U-Flußstahl. Probenentnahme nach Abb. 8. (Kurve 6 nach O. Bauer.)

zeigt die Entnahme aus dem Blech. Die drei Kurven verlaufen auch hier, trotzdem sie nur Einzelwerte enthalten, sehr gleichförmig und die Unterscheidung der drei Schichten wird durch die sonst gewohnten Streuungen nicht übertönt. Einige Stichproben mit mehreren Versuchswerten bei 600, 800 und 900° Anlaßtemperaturen ergab eine fast übereinstimmende Gleichheit der Werte (Abb. 7b, Kurve 4).

druck gebracht. Man sieht hier, daß der Alterungseffekt nach dem Blechinnern zunimmt, wie die Werte für etwa 7 bzw. 10 mm Abstand von der Walzhaut (1 und 5) erkennen lassen. Abb. 9 zeigt eine weitere Gegenüberstellung beider Probenformen für das Kesselblech A 2 U. Die beiderseitig gekerbte Probe zeigt wieder sehr kontinuierliche Werte, sodaß auf eine Mittelbildung aus einer größeren Probenzahl auch hier verzichtet werden konnte (die zudem aus Mangel an Material nicht möglich war). Die normale Form zeigt zwischen 600 und 900° wieder Streuwerte bis zu 28%. Bei den unteren Anlaßgraden befindet sich die Kurve der normalen Probeform *e* in einem Gebiet großer Sprödigkeit (Tieflage).

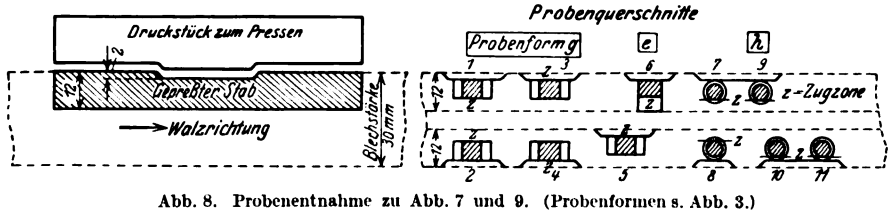


Abb. 8. Probenentnahme zu Abb. 7 und 9. (Probenformen s. Abb. 3.)

Betrachtet man nun zum Vergleich die Kurve 6 der normalen Form *e* für dasselbe Blech[1]*, so fällt die große Streuung der Einzelwerte auf, die bis zu 37% der jeweiligen Kerbzähigkeit betrugen. Trotzdem die Kurve sich aus zwei bis vier Einzelwerten für jeden Anlaßgrad ergab, nahm sie immer noch einen sehr zackigen Verlauf. Bei der großen Gleichförmigkeit der Ergebnisse der

Hier können entsprechend der oben gegebenen Erklärung über die Ursache der Streuung als Verzögerungserscheinung bei plastischer Bruchverformung, Streuungen also nicht auftreten. Natürlich ist hier auch keine empfindsame Anzeige der Alterungserscheinungen möglich. Die Probenform *g* hingegen hat in diesem Anlaßbereich die Tieflage, also einen wirklich spröden Bruch noch nicht erreicht (Abb. 10) und zeigt bei sonst wieder guter Kontinuität die Alterung auffallend gut an. Auch hier ist diese wieder nur im Blechinnern vorhanden (vgl. 3 und 4 mit 1 und 2; Entnahme s. Abb. 8). Da für diese Probenform ein spröder Bruch nach Abb. 7b, Versuchspunkt 3a

[1] Siehe Anm. 2, S. 48.

* Herrn Prof. Dr.-Ing. e. h. O. Bauer danke ich auch an dieser Stelle für die mir zuvorkommenderweise überlassenen Prüfprotokolle seiner Untersuchungen am Werkstoff gleicher Lieferung, wodurch mir erhebliche Ersparungen in der Zahl der Vergleichsversuche ermöglicht wurden.

Digitized by Google

(Versuchstemperatur —190° C) nur eine Kerbzähigkeit von 1 kg/cm² erfordert, ergibt sich ein erheblicher Abstand zwischen Hoch- und Tieflage, der mit etwa 22 kg/cm² wesentlich größer ist als derjenige der Probenform *e* in Abb. 7 oder 9.

Die Empfindsamkeit der Anzeige stofflicher Eigenschaften ist also in jeder Hinsicht bei der doppeltgekerbten Form *g* größer als bei der normalen Form *e*.

Bei der Probenform *h* ist die Gleichförmigkeit der Kurven noch auffallender, es lassen sich mit ihr sowohl zwei nebeneinander entnommene Probenreihen der Streuungen wegen der kleineren Kerbzähigkeitswerte nicht geringer sind, ist nicht zulässig, da nach Abb. 7 die Werte der Formen *e* und *h* sich etwa wie 10:8 verhalten; in Abb. 9 ist dies Verhältnis noch geringer.

Die Tatsache, daß bei Einkerbung auch der Druckseite zwei Proben von so verschiedener Gestaltung wie die Formen *g* und *h* dasselbe Ergebnis liefern, nämlich fast vollkommene Beseitigung von Streuungen nicht stofflichen Charakters, ist beweiskräftig genug, um den Mangel einer Einkerbung auch an der Druckseite für starke Streuungen haftbar zu machen. Die doppelt

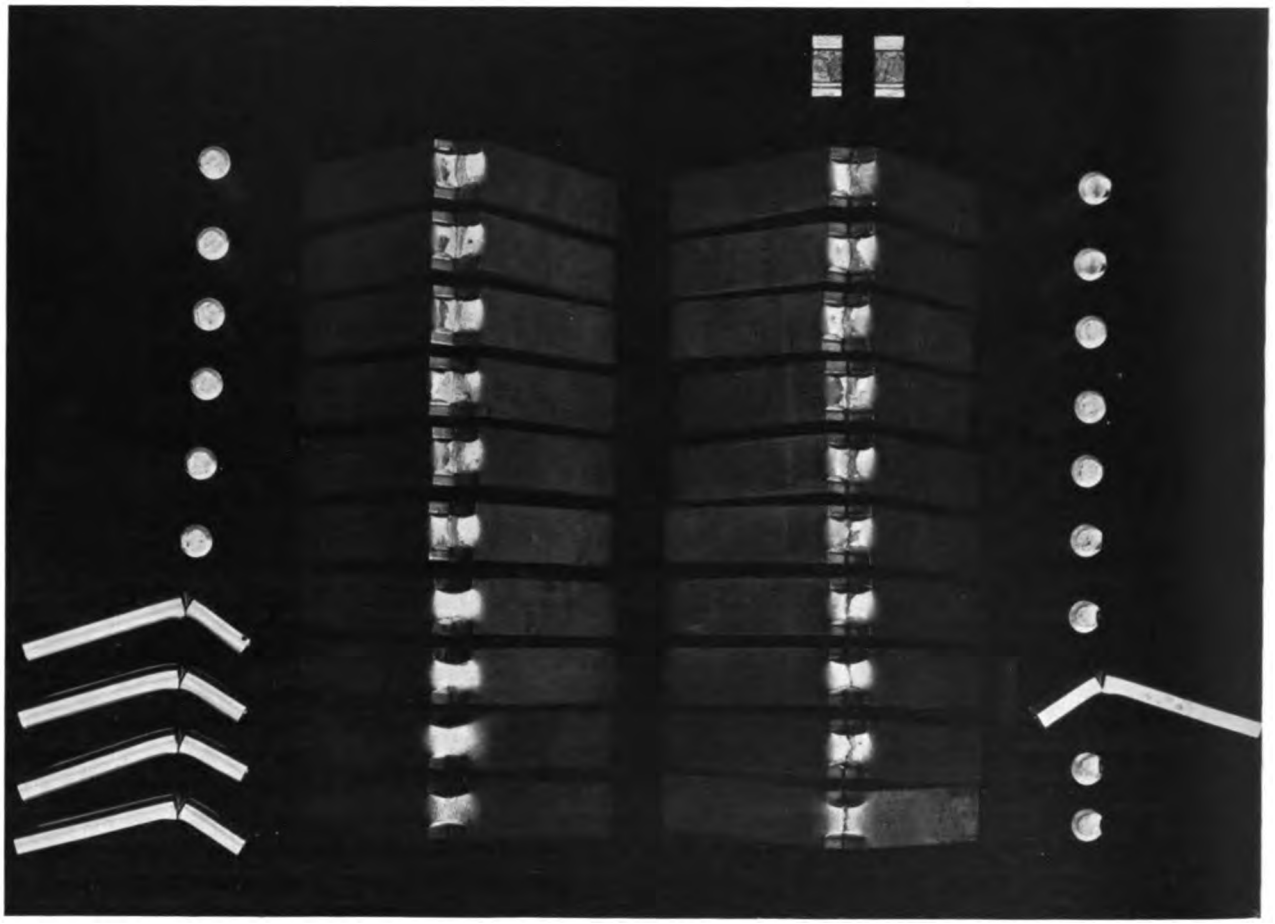


Abb. 10. Bei Zimmertemperatur geschlagene Proben der Formen *g* (mitte) und *h* (außen) von gepreßtem A_2U- (links) und Izett-Flußstahl (rechts) nach Anlassen bei verschiedenen Temperaturen von 0° (oben) bis 900° (unten). Die oberste einzelne Probe (Izett-Flußstahl bei 700° angel.) wurde bei —190° C geschlagen. (Probe 3a in Abb. 7b.)

Innenschicht (7 und 9) als auch der Außenschicht (10 und 11, Abb. 7a und b und Abb. 8) nach ihrer Kerbzähigkeit genau auseinanderhalten, ohne daß Streuungen sichtbar werden; nur der Wert für die Kurve 7 bei 600° Anlaßtemperatur ist etwas zu gering, weil die Bruchfläche bei dieser Probe eine Fehlstelle aufwies. In Abb. 9 geben die Kurven 7 und 8 den Verlauf der Kerbzähigkeit für zwei Innenschichten im gleichen Abstande von den beiden gegenüberliegenden Walzflächen wieder. Die Unterscheidung beider Schichten ist ebenso wie in Abb. 6 sehr genau möglich.

Diese feinfühlige Unterscheidung wird nur dadurch erreicht, daß etwaige der Probenform anhaftende Streuungen so gut wie nicht vorhanden sind und daher die Feinheit der Anzeige reiner Materialunterschiede in den Vordergrund tritt. Der mögliche Einwand, daß die relativen

gekerbte Probe vereinigt also in sich den Vorzug streuungsfreier Werte, der Ersparung an Probenzahl, großer Empfindsamkeit für stoffliche Eigenschaften und wenigstens bei einer Probe nach Art der Form *g* meist doppelt so großer Werte gegenüber der normalen Form. Außerdem ist es mit ihr auch möglich, die Randschichten des Werkstückes zu prüfen und so den stofflichen Eigenschaften näherzukommen.

II. Zur Prüfungsmethodik.

Man wendet sich häufig gegen die auf den gefährlichen Querschnitt bezogene spezifische Schlagarbeit mit der Begründung, daß nicht der gefährliche Querschnitt, sondern das verformte Volumen maßgebend für den Grad der Zähigkeit ist. Anstoß zu dieser An-

Digitized by Google

sicht gab besonders die Feststellung, daß die auf das Volumen bezogene Schlagarbeit (Arbeitskonstante, mittlere Raumschlagarbeit) von der Probenform nicht abhängig sein und keinen kritischen Abfall durchlaufen soll[1, 2]. Die Arbeitskonstante als Kennziffer zu verwenden, würde zu keinem Erfolg führen; denn was nützte deren Kenntnis allein, wenn die gesamte Arbeit, die zum Bruch der Probe erforderlich ist, von einem im Vergleich zum statischen Verformungsvermögen scheinbar ganz willkürlichen, sehr großen oder sehr geringen Volumen abhängt. Man darf nicht vergessen, daß die Größe des bei schlagartiger Beanspruchung verformten Volumens mit dem statischen Verformungsvermögen in gar keinem unmittelbaren zahlenmäßigen Zusammenhange zu stehen braucht. Dies versinnbildlicht sehr gut die Abb. 11 mit der Beziehung zwischen Kerbzähigkeit und Biegewinkel, den man an der geschlagenen Probe ausmißt. Die Werkstoffe sind diejenigen der Abb. 5 und 6, in denen Streuungen bei den normalen Probenformen auftraten. Die

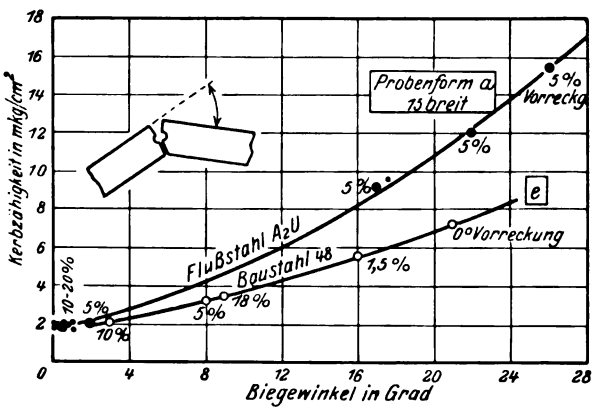


Abb. 11. Beziehung zwischen Biegewinkel und Kerbzähigkeit bei Proben verschiedener Vorreckung. (2 Probeformen.)

Kerbzähigkeit wächst kontinuierlich mit dem Biegewinkel, weil der Biegewinkel ein Maß für das verformte Volumen ist[3]. Aus den dargestellten sehr regelmäßigen Kurven fallen auch die Streuwerte nicht heraus. Aber dieselben kennzeichnen sich dadurch, daß sie nicht in der Reihenfolge des ihnen entsprechenden statischen Dehnungsvermögens in den Kurven eingeordnet sind, was aus den beigeschriebenen Vorreckungen der einzelnen Proben hervorgeht. Für Stahl 48 fällt der Wert für 18% Reckung aus der Reihenfolge der übrigen Punkte heraus, was in Abb. 5 als Störung der Gesetzmäßigkeit bemerkbar wurde. Ebenso liegen für das Kesselblech A 2 U die kritischen Werte bei 5% Vorreckung weit auf der Kurve verstreut, ergaben also bei gleichem statischen Verformungsvermögen sehr verschiedene Kerbzähigkeitswerte.

Es soll mit dieser Darstellung gezeigt werden, daß solche Streuwerte der Kerbzähigkeit bei ein und derselben Probenform auf scheinbar willkürliche der Schlagbeanspruchung zuzuschreibenden Veränderungen des Arbeitsraumes zurückzuführen sind und nicht etwa auf so erhebliche Unterschiede rein stofflicher Natur. Eine Division durch das Volumen darf mithin dann nicht vorgenommen werden, wenn man damit die Einwirkung des Volumens auf die Größe der Schlagarbeit nicht ausschalten will. Eine Division durch den gefährlichen Querschnitt der entsprechenden Probenform hebt hingegen die Einwirkung der Größe des Volumens auf die Schlagarbeit nicht auf, man versucht hierdurch nur verschiedene Probengrößen auf einen einheitlichen Nenner zu bringen. Wenn dies auch nicht gelingt, weil das Kicksche Ähnlichkeitsgesetz bei der Schlagprüfung nicht anwendbar ist[1], so ist doch, besonders weil man damit schon Erfahrungen gesammelt hat, der übliche Begriff Kerbzähigkeit deutlicher, als etwa die gesamte Schlagarbeit bei Verwendung verschiedener Probengrößen und Formen. Es wurde daher die „Kerbzähigkeit" als der geeignetste Begriff für die hier durchgeführten Versuchsreihen und deren Erläuterungen beibehalten.

Aus den Erörterungen des 1. Abschnittes kann man folgern: Je mehr man in den Bedingungen, sei es der Probe, der Maschine, des Versuchs an sich wechselt, desto mehr verliert der Begriff Kerbzähigkeit an eindeutiger zahlenmäßiger Bedeutung, die nur bei Vereinheitlichung der gesamten Versuchsbedingungen erhalten bleibt. Die Vielseitigkeit der Versuchsbedingungen ermöglicht allerdings neben dem Nachteil großer Umständlichkeit in der Prüfung eine bessere aber nie vollständige Einfühlung in die Vorbedingungen, die zum Bruch eines Werkstückes führen. Der Begriff einer möglichst eindeutigen Güteziffer steht jedoch immer im Vordergrund des Bedürfnisses, beim Abnehmer sowohl als auch beim Konstrukteur und Erzeuger. Lediglich das unumgängliche kritische Ansteigen oder Fallen der Kerbzähigkeit macht eine Bestimmung der Grenzbedingungen wünschenswert.

Ist nun trotz Beibehaltung einer einheitlichen Probenform und Maschine eine möglichst vollkommene Grenzbestimmung, die auch der praktischen Wirklichkeit nahekommt, überhaupt möglich? Bei Bewertung der Kerbzähigkeit als Einzeleigenschaft nicht, das erwiesen die gesamten vorangehenden Betrachtungen und Versuche. Hat man aber eine Bewertung in Verbindung mit einer statischen Kennziffer[2] im Auge, dann scheint nach den nun folgenden Erläuterungen eine Vereinigung beider Forderungen wohl möglich. Moser[3] fand für verschiedene geglühte Stähle den Quotienten Arbeitskonstante der Raumeinheit/Einschnürung des statischen Zugstabes = konstant. Außerdem fand er den Größtarbeitsraum (bei ein und derselben Probenform) für diese Stähle gleichbleibend. Da nun Arbeitskonstante × Arbeitsraum = Schlagarbeit ist, so müßte auch der Quotient Schlagarbeit/Einschnürung für diese geglühten Stoffe konstant bleiben, sofern der gleiche Größtraum auch wirklich vorhanden ist. Nun nimmt aber nach neueren Untersuchungen der Größtraum mit dem statischen Verformungsvermögen zu[4]. Es ergab sich infolgedessen bei geglühten Stoffen für den Quotienten Kerbzähig-

[1] F. Schüle und E. Brunner: Mitt. Int. Verb. Materialprüf. Bd. I, 111 2. 1909.
[2] Siehe Anm. 4, S. 45.
[3] P. Goerens und G. Hartel: Z. anorg. allg. Chem. Bd. 81, S. 130—144. 1913.

[1] Siehe Anm. 10, S. 45.
[2] P. Ludwik: Z. Metallkunde 1924, S. 212.
[3] M. Moser: Kruppsche Monatsh. 5, S. 48—58. 1924.
[4] F. Sauerwald und H. Wieland: Z. Metallkunde 1925, S. 392—399.

Digitized by Google

keit/Einschnürung (den man bei gleicher Probenform für Schlagarbeit/Einschnürung setzen kann) keine konstante, sondern eine mit der Zunahme der Einschnürung wachsende Zahl. Die aus dieser Beziehung in einem Schaubild Kerbzähigkeit ⊥ statischer Einschnürung hervorgehende Kurve möge als „Normalkurve" bezeichnet werden (Abb. 12). Sie erwies sich bisher für alle geglühten Werkstoffe mit genügender Annäherung als gültig[1]. Die „Arbeitskonstante" wurde nach neueren Forschungen als nicht konstant gefunden[2, 3]. Im folgenden soll sie als „mittlere Raumschlagarbeit" bezeichnet werden[4].

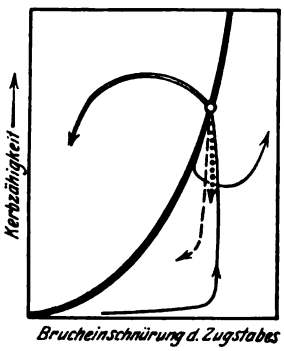


Abb. 12. Schematischer Verlauf der Beziehungen zwischen Kerbzähigkeit und der Brucheinschnürung des Zugstabes.
— Normalkurve (geglühter Zustand).
o Kerbzähigkeit der geglühten Probe.
– – – Verlauf beim Vergüten auf Kerbzähigkeit.
· · · · Verlauf beim Überhitzen.
– – – Verlauf beim Recken.
——— Verlauf bei Änderung der Versuchstemperatur.

Für die Gültigkeit der Normalkurve ist ein „Normalarbeitsraum" der gewählten Kerbschlagprobe bei der zugehörigen Maschine zugrunde gelegt, der dem ausgeglühten Zustand entspricht. Reckeinflüsse, Vergütungseinflüsse und Kornvergrößerung seien durch sachgemäßes Glühen ausgeschaltet worden. Das Glühen hat einerseits genügend lange bis zur vollständigen, durchdringenden Wirkung zu erfolgen, die sich bei Kohlenstoffstählen nicht nur auf die Erweichung, sondern auch auf die vollständige Lösung des Karbids im Ferrit bezieht[5]. Anderseits würde zu langes Glühen oder langsame Abkühlung im Ofen oft eine schädliche Kornvergrößerung erzeugen können. Die Abkühlung muß da, wo keine Selbsthärtung zu befürchten ist, an der Luft geschehen[1]. Große Werkstücke neigen infolge ihrer ohnehin langsamen Abkühlung zur Kornvergrößerung. An der Luft härtende Legierungen sind wiederum im Ofen abzukühlen, da bei ihnen erfahrungsgemäß eine Kornvergrößerung weniger möglich ist. Bedingung für das Vorhandensein des Normalarbeitsraumes ist bei Stahl der Gipfelwert der Kerbzähigkeit in einem Temperaturbereich zwischen Kaltsprödigkeit und Warmsprödigkeit. Der Normalarbeitsraum hat also mit einigen Vorbehalten die Bedeutung eines Größtarbeitsraumes (nach Moser). Dies sei in den Abb. 13 und 14 für zwei

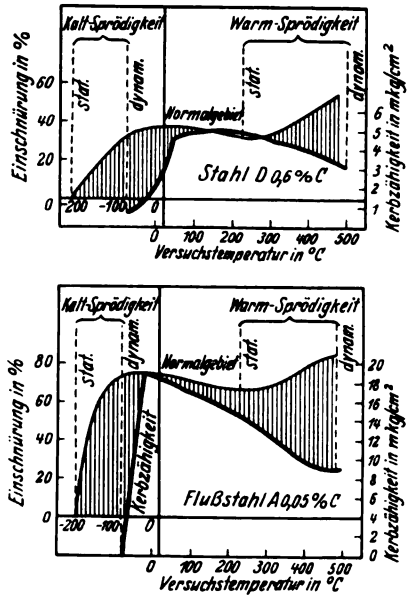


Abb. 13 und 14. Verlauf von Kerbzähigkeit und Brucheinschnürung in der Wärme und Kälte. (Nach Körber und Pomp für die Kerbzähigkeit und Goerens und Mailänder für die Einschnürung.)

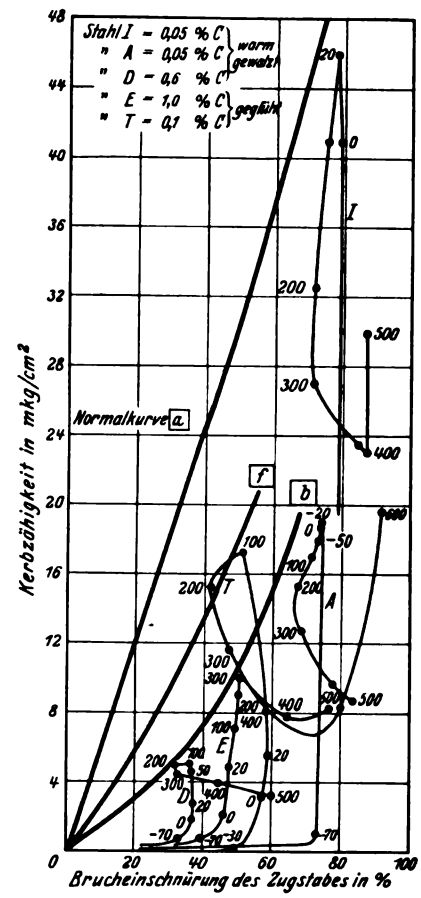


Abb. 15. Beziehungen zwischen Kerbzähigkeit und Brucheinschnürung verschiedener geglühter Stähle in der Wärme und Kälte unter Verwendung verschiedener Probenformen. (Nach Versuchen von Körber, Thum, Goerens und Mailänder. Die Zahlen geben die Prüftemperaturen an.)

Kohlenstoffstähle von 0,6 bzw. 0,05% C veranschaulicht. Die Kalt- und Warmsprödigkeit ist, wie schon erwähnt wurde, bei der Schlagprüfung nach rechts, also nach höheren Temperaturen gegenüber der statischen Prüfung verschoben. Es entspricht in diesem gestrichelt gezeichneten Bereiche immer der statischen Einschnürung eine verhältnismäßig geringe Kerbzähigkeit. In dem dazwischenliegenden „Normalgebiet" liegen die Kerbzähigkeitswerte mit genügender Annäherung auf der Normalkurve, die aus den Gipfelwerten verschiedener geglühter Werkstoffe bei ein und derselben Probenform und bei gleichzeitiger Kenntnis der statischen Brucheinschnürung ermittelt werden kann. Bei den meisten Nichteisenmetallen fallen die Schwierigkeiten, die infolge der Warm- und Kaltsprödigkeit entstehen, fort.

[1] Siehe Anm. 1, S. 45. [2] Siehe Anm. 2, S. 45.
[3] Siehe Anm. 4, S. 51. [4] Siehe Anm. 2, S. 45.
[5] E. Heyn und O. Bauer: Mitt. Materialpr.-Amt 1906, S. 29.

[1] Siehe Anm. 2, S. 48.

Digitized by Google

Für diese ist ohnehin eine Beurteilung nach der Kerbzähigkeit einfacher.

In Abb. 15 finden wir nun die Normalkurven für drei verschiedene Probenformen (*a* und *b*, 75 m/kg; *f*, 10 m/kg). Außerdem ist der Verlauf der Kerbzähigkeit für eine Reihe von Stählen[1] bei zunehmenden Kälte- und Wärmegraden eingezeichnet. Darunter befinden sich die Stähle *A* und *D* der Abb. 13 und 14. Wir können hier den Temperaturbereich (Normalbereich) entnehmen, in welchem die Kerbzähigkeitswerte annähernd in der Normalkurve liegen. Dies ist bei Stahl *A* (vgl. Abb. 14) zwischen —20 und 200°, bei Stahl *I* (die Proben waren nicht ganz durchgebrochen, erreichen also die Normalkurve nicht) zwischen 20 und 200°, bei Stahl *T* zwischen 100 und 200°, bei Stahl *D* (vgl. Abb. 13) zwischen 100 und 300° und bei Stahl *E* erst bei 300° der Fall. Während also Stahl *A* und auch noch *I* bei Zimmertemperatur brauchbar sind, liegen bei den übrigen die Werte für 20°

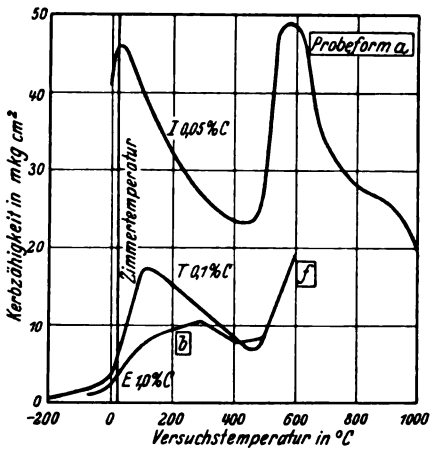


Abb. 16. Veränderlichkeit der Kerbzähigkeit einiger Stähle mit der Versuchstemperatur bei verschiedenen Probenformen (nach Goerens-Hartel, Thum und Körber-Pomp).

erheblich unter der Normalkurve, was auf ihre praktische Unbrauchbarkeit schließen läßt (ganz abgesehen davon, daß Stahl *D* an und für sich sehr niedrige Werte aufweist). Die Lage der Abfallgebiete zur Versuchstemperatur dieser fünf Werkstoffe sind vergleichsweise aus den Abb. 13, 14 und 16 zu erkennen. Hier zeigt sich übereinstimmend mit der Abb. 15, daß die Stähle *D*, *E* und *T* bei Zimmertemperatur schon im Tiefgebiet der Kerbzähigkeit liegen.

In Abb. 17 finden wir die Kerbzähigkeit bei verschiedenen Wärmegraden für drei Sorten Stahlguß im gegossenen sowie nachfolgend geglühten Zustande mit schneller und langsamer Abkühlung, die von F. Körber und A. Pomp untersucht wurden[1]. Es ist ganz auffallend, daß für so anders geartete Werkstoffe alle neun Kurven — ebenso wie in Abb. 15 — in ihren Umkehrpunkten von der Normalkurve der Probenform *a* tangiert werden, während sie in ihrem übrigen Verlauf scheinbar regellos zerstreut liegen. Es findet sich hier nur eine einzelne Abweichung von der bisherigen Regel, nämlich daß bei Werkstoff SM im schnell abgekühlten Zustande der Gipfelwert der Kerbzähigkeit nicht in der Nähe der Normalkurve liegt, was bei den übrigen acht Kurven regelrecht der Fall ist. Ich lege diesem Einzelfall aber des-

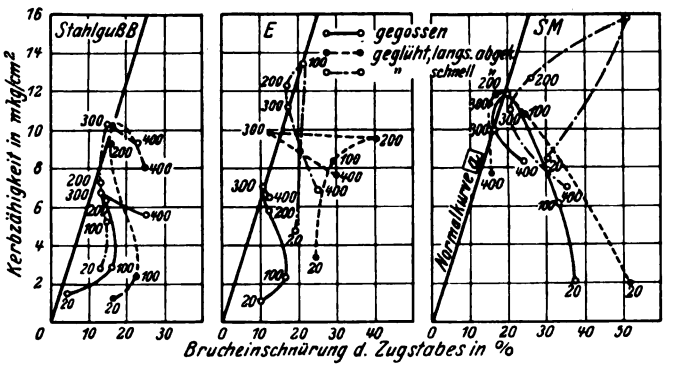


Abb. 17. Beziehungen zwischen Kerbzähigkeit und Brucheinschnürung von Stahlgußsorten in 3 Zuständen bei verschiedenen Temperaturen. (Nach Versuchen von F. Körber und A. Pomp).

Stahlguß B: 0,25 C; 0,29 Si; 0,44 Mn; 0,105 P; 0,070 S;
„ E: 0,34 C; 0,39 Si; 0,84 Mn; 0,031 P; 0,009 S; 0,24 Ni.
„ SM: 0,25 C; 0,13 Si; 0,71 Mn; 0,021 P; 0,030 S;

wegen noch keine Bedeutung bei, weil die Proben gegossenen Platten entstammten und zueinander gehörige Zug- und Kerbschlagproben nicht nebeneinanderliegend entnommen wurden. Es kann hier von vornherein eine stoffliche Verschiedenheit zwischen Zug- und Kerbschlagprobe vorliegen. Es steht hier auch nicht fest, welches die geeignetste Glühart für diese gegossenen Werkstoffe ist.

Wir besitzen also mit der Normalkurve für jeden Werkstoff, dessen Einschnürung im geglühten Zustande bekannt ist, einen Sollwert für die Hochlage seiner Kerbzähigkeit und sind in der Lage, mit nur einer Prüfung auf Kerbzähigkeit bei Zimmertemperatur zu erkennen, ob und in welchem Ausmaße sich der Stoff schon in einem Abfallgebiet befindet.

Die Temperaturkurven liegen in Abb. 15 und 17, soweit sie die Normalkurve nicht tangieren, alle rechts der Normalkurve, d. h. die zugehörigen Kerbzähigkeitswerte sind in den Gebieten der Kalt- und Warmsprödigkeit im Vergleich zur statischen Einschnürung gering

[1] Über die entnommenen Zahlenwerte für Stahl *T* vgl. A. Thum[2]. Die dort veröffentlichten Kerbzähigkeitswerte sind, wie mir vom Verfasser freundlicherweise mitgeteilt wurde, mit der Probenform *f* ermittelt und durch Multiplikation mit dem Umrechnungsfaktor 1,46 auf den deutschen Normalstab *a* umgerechnet worden. Es wurde daher wieder eine Division durch die Zahl 1,46 vorgenommen, um die der Probenform *f* entsprechenden wahren Werte zu erhalten. Für die Stähle *A*, *D*, *E* (Körber und Pomp[3]) waren Einschnürwerte nur für die Temperatur von 20° vorhanden. Der Verlauf der Einschnürung bei den übrigen Wärme- und Kältegraden wurde nach Goerens und Mailänder[4] für Stähle gleichen Kohlenstoffgehalts bei fast gleicher Einschnürung vervollständigt. Ebenso wurden für Stahl *I* den Kerbzähigkeitswerten nach Goerens und Hartel[5] die Einschnürwerte nach Goerens und Mailänder[4] unter Berücksichtigung gleichen Kohlenstoffgehaltes zugeordnet. Dies Verfahren dürfte für das hier verfolgte prinzipielle Ziel genau genug sein, da ja alle Kurven den gleichartigen schleifenförmigen Verlauf zeigen.

[2] A. Thum: Z. V. d. I. 1927, S. 756.

[3] F. Körber und A. Pomp: Mitt. Eisenforsch. Bd. VII, S. 43—57. 1925.

[4] P. Goerens und R. Mailänder: Forschungsarb. V. d. I. 1927.

[5] Siehe Anm. 3, S. 51.

[1] Mitt. Eisenforsch. Bd. VI, S. 21—31. 1925.

Digitized by Google

(vgl. Abb. 13 und 14). In diesen Gebieten nehmen nach Moser[1] sowohl der Arbeitsraum als auch die mittlere Raumschlagarbeit ab, obgleich eine Änderung der mit den bekannten metallographischen Hilfsmitteln sichtbaren inneren Struktur nicht vor sich geht[2]. Bei Kornvergrößerung durch Überhitzen nimmt die Raumschlagarbeit ab, während der Arbeitsraum weniger eine Veränderung erfährt[1]. Durch Vorrecken wird der Arbeitsraum gegenüber dem Normalraum verringert. Überhitzte und vorgereckte Stoffe liegen also mit ihrer Kerbzähigkeit ebenfalls rechts der Normalkurve, wie das in Abb. 12 angedeutet ist. Durch Vergüten wird die Raumschlagarbeit erhöht[3]. wodurch die Kerbzähigkeitswerte gegenüber der statischen Einschnürung steigen und links der Normalkurve zu liegen kommen (Abb. 12).

Nun darf man sich nicht einfach vorstellen, daß bei Erhöhung der Raumschlagarbeit nur die Formänderungswiderstände steigen. Dies müßte im Gegenteil die Kerbzähigkeit verringern, weil dann ja die Trennfestigkeit um so schneller erreicht würde. Es muß durch Vergüten besonders die Differenz zwischen Trennfestigkeit und Formänderungswiderstand vergrößert werden, wodurch dann zugleich auch der Arbeitsraum ansteigt[4]. Ebenso ist umgekehrt eine Abnahme der Kerbzähigkeit immer darauf zurückzuführen, daß das Verhältnis von Trennfestigkeit zum Formänderungswiderstand geringer geworden ist. Dies geschieht bei der Kalt- und Warmsprödigkeit dadurch, daß infolge Gleiterschwerung nur die Formänderungswiderstände steigen, nicht aber die Trennfestigkeit. Beim Überhitzen ist infolge Kornvergrößerung die Abnahme der Trennfestigkeit größer als diejenige der Formänderungswiderstände. Durch schwaches Recken steigen die Formänderungswiderstände stärker an als die Trennfestigkeit. Auf die Gesamtgröße hat also der absolute Wert des Formänderungswiderstandes, also auch die übliche Zugfestigkeit fast keinen Einfluß, während dem Arbeitsraum die Hauptbedeutung zukommt. Infolgedessen ist es auch möglich, daß bei sehr starken Reckungen trotz sehr günstiger Trennfestigkeit gegenüber dem gleichfalls sehr hohen Formänderungswiderstand die Kerbzähigkeit gering wird, weil der Arbeitsraum durch Vorwegnahme bei starken Reckungen sehr geschmälert worden ist.

In der Einflußlosigkeit des Formänderungswiderstandes auf die Größe der Kerbzähigkeit liegt die Gültigkeit der Normalkurve begründet. Man könnte die theoretische Vorstellung haben, daß es zwei Stoffe von gleichem statischem und dynamischem Formänderungsvermögen bei verschiedenen Formänderungswiderständen gäbe und alsdann nicht beide zugleich in die Normalkurve passen würden. Diese Annahme ginge dann von der Voraussetzung aus, daß die Größe der Kerbzähigkeit sich aus der Fläche des Arbeitsdiagrammes ergibt, welche ihrerseits nicht nur vom Grad der Formänderung, sondern auch des Formänderungswiderstandes abhängt. Das trifft auch für die Stelle maximaler Beanspruchung der gezogenen Zone zu. Die verbrauchte Gesamtarbeit der Kerbschlagprobe setzt sich aber zum größeren Teile aus der Verformungsarbeit des dem Kerb benachbarten Volumens zusammen, und dies Volumen ist bei weniger festen Stoffen erfahrungsgemäß größer als bei härteren; auch dann, wenn das dynamische Verformungsvermögen beider Stoffe, am Zugstab gemessen, gleich ist und somit die Schlagarbeiten des Zugstabes beider Stoffe sich ihrer Größenordnung nach umgekehrt wie ihre Kerbschlagarbeiten verhalten müssen. Für diese immerhin eigenartigen Vorgänge spielt wiederum das Verhältnis Trennfestigkeit zum Formänderungswiderstand eine Rolle, mit dessen Größe die Verformungsmöglichkeit des dem Kerb benachbarten Volumens vor Eintritt des Bruches zunimmt. Diese Verhältnisse erfordern noch eine eingehende Aufklärung.

Da der Begriff der Kerbzähigkeit nach den vorangehenden Erörterungen in der Hauptsache einen Verformungsvorgang wiedergibt, so stellt die Normalkurve weiter nichts dar als eine Beziehung der Ergebnisse zweier Versuchsarten hinsichtlich der Verformung. Und da für den Kerbschlagversuch nur die Hochlage der Kerbzähigkeit zur Festlegung der Normalkurve in Betracht kommt, so sind in derselben nur Verformungswerte geringster dynamischer Beeinflussung enthalten.

Die Normalkurve verbildlicht mithin einen Ausgangszustand, nach welchem stärkere dynamische Einflüsse abwägbar sind.

Da solche Einflüsse meist sehr starke Kerbzähigkeitsänderungen hervorrufen, so hat es praktisch wahrscheinlich keine Bedeutung, ob eine Normalkurve nur annäherungsweise festgelegt werden kann. In den meisten Fällen dürfte es genügen, wenn die Hochlage der Kerbzähigkeit bei der entsprechenden Prüftemperatur, bei der sie auftritt, die zugehörige Einschnürung am Zugstabe aber bei Zimmertemperatur ermittelt wird. Die Hochlage wird bei Nichteisenmetallen meist unter Kälte-, bei Stählen häufig unter höheren Wärmegraden vorhanden sein.

Zur Anschaulichkeit sei die Abb. 18 beigefügt. Sie enthält Ergebnisse verschiedener von Körber und Pomp untersuchter Stähle[1]. Hier kehren auch die Stähle *A*, *D* und *E* der Abb. 13 bis 16 wieder. Wie stark die Einwirkung des Überhitzens bzw. Vergütens bei den verschiedenen Stählen ist und wie diese Einwirkung in

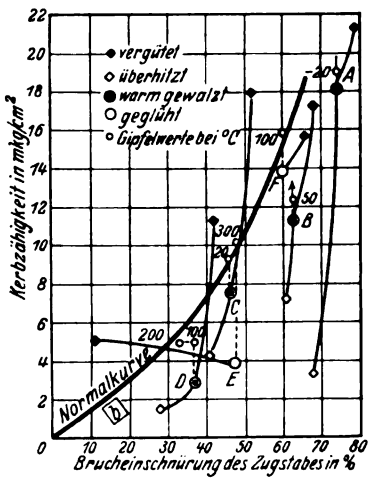


Abb. 18. Beziehung zwischen Kerbzähigkeit und Brucheinschnürung einiger Stähle bei verschiedener Wärmebehandlung. (Nach Versuchen von Körber und Pomp.)

[1] Siehe Anm. 3, S. 46.
[2] Siehe Anm. 7, S. 45.
[3] Siehe Anm. 3, S. 51.
[4] Siehe Anm. 1, S. 45.

[1] Siehe Anm. 3, S. 53.

Digitized by Google

verschiedenem Maße die statische Dehnbarkeit und die Kerbzähigkeit beeinflußt, geht hier sehr deutlich hervor. Außerdem erkennt man die Stähle, die bei Zimmertemperatur schon im Abfallgebiet liegen; ihre Werte liegen rechts der Normalkurve (*E* und wahrscheinlich *D*), während *A*, *B*, *C* nicht vollständig geglüht sind. Abb. 19 zeigt als Beispiel den Einfluß des Reckens und Ziehens auf die relative Lage der Kerbzähigkeit zur Normalkurve für verschiedene Stoffe. Abb. 20 gibt nun noch eine Reihe vergüteter Chromnickelstähle bei höheren Versuchstemperaturen[1] in ihrer Einordnung zur Normalkurve wieder. Die Tieflage der Kerbzähigkeit im Gebiete der Warmsprödigkeit bei etwa 500° C ist allen 5 Stählen eigen[2, 3, 4]. Der Stahl 2 macht nach Angabe des Verfassers bei 600° eine Selbsthärtung durch, was in

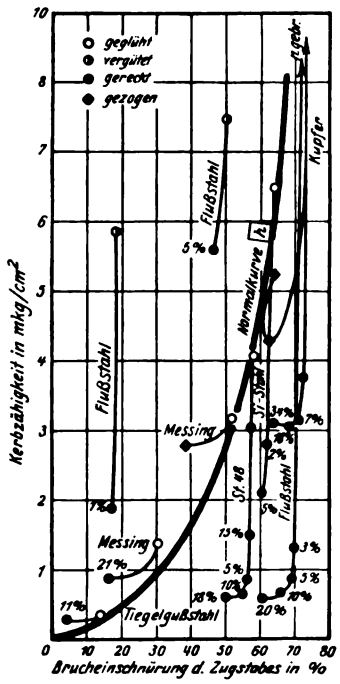


Abb. 19. Beziehung zwischen Kerbzähigkeit und Brucheinschnürung verschiedener Werkstoffe beim Recken und Ziehen.

der Abbildung dadurch zum Ausdruck kommen mag, daß der Linienzug von 600 nach 700° in das Gebiet links der Normalkurve hineinverläuft, während er sich in der Warmsprödigkeit bei 500° noch rechts der Kurve befand. Stahl 3 hingegen erweicht bei 600° und verläuft immer weiter nach rechts. Der austenitische Stahl 5 bewegt sich bei allen untersuchten Temperaturen zwischen 20 und 700° hauptsächlich links der Normalkurve. Dieser Stahl erleidet innerhalb dieser Temperaturen keinerlei metallographisch sichtbare Gefügeänderungen. Um so mehr fällt sein so verschiedenes Verhalten bei statischer und dynamischer Beanspruchung auf. Während nämlich infolge Vergütung und Legierung die dynamische Kaltsprödigkeit nach niedrigeren Temperaturen zu verschoben erscheint, tritt die statische Kalt- und Warmsprödigkeit diesmal viel weiter rechts als bei den meisten Stoffen auf; denn bei Zimmertemperatur ist noch eine

[1] H. Edert: Stahleisen 1922, S. 962—968.
[2] Siehe Anm. 2, S. 44. [3] Siehe Anm. 7, S. 45.
[4] L. Guillet und L. Révillon: Mitt. Int. Verb. Materialprüf. 1909, I, III 4.

reichliche Verminderung der Einschnürung infolge Kaltsprödigkeit vorhanden, während die Warmsprödigkeit erst bei 600 bis 700° beginnt (Abb. 21).

Daß diese Erscheinungen ohne notwendige stoffliche Veränderungen nur auf den sich überdeckenden Einfluß von Temperatur und Geschwindigkeit auf den Gleitwiderstand zurückgeführt werden können, wurde schon erwähnt. Ob hier irgendwelche kleinsten Strukturänderungen, die das kristallographische Gesamtgefüge

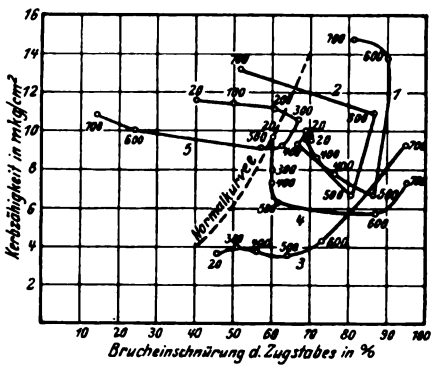


Abb. 20. Beziehungen zwischen Kerbzähigkeit und Brucheinschnürung in der Wärme bei einigen vergüteten Sonderstählen. (Nach Versuchen von H. Edert.)

Stahl 1 =	1,53% Cr, 1,90% Ni, 0,31% C, 0 % Vanadin	}	in Öl abgeschr. u. angelass.
„ 2 =	1,69% Cr, 4,03% Ni, 0,21% C, 0 % „		
„ 3 =	2,38% Cr, 0,03% Ni, 0,37% C, 0,58% „		
„ 4 =	15,8 % Cr, 1,49% Ni, 0,12% C, 0 % „		900° Öl 650° Öl
„ 5 =	20,6 % Cr, 5,76% Ni, 0,28% C, 0 % „		1200° Öl

nicht ändern, die Ursache sind, ist bisher noch nicht aufgeklärt. Jedenfalls wirken Vergütungen häufig dahin, daß bei Zimmertemperatur der Stoff dynamisch zäher und statisch spröder wird. Alles in allem kann man wohl behaupten, daß bei der Kerbzähigkeitsprüfung alle Vorgänge zwar sehr schwierig zu erkennen, deren ursächliche Zusammenhänge aber doch nachzuweisen sind.

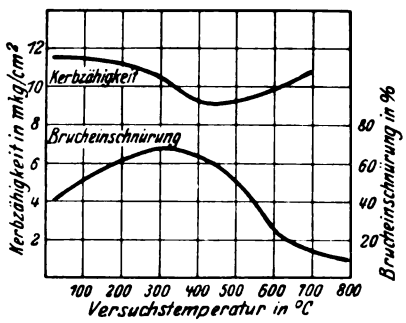


Abb. 21. Verlauf der Kerbzähigkeit und der Brucheinschnürung mit zunehmender Temperatur für Stahl 5. (Nichtrostender Stahl V2A vgl. Abb.20 nach Edert.)

Es geht aus diesen Darstellungen der möglichst einfache Prüfungsverlauf bei einheitlicher Probenform und Maschine hervor. Die Normalkurve, die alle Stoffe umfaßt, ist alsdann bekannt. Die Kenntnis der Kerbzähigkeit und Brucheinschnürung im geglühten Zustand ergibt sofort darüber Auskunft, ob das durch die Versuchstemperatur beeinflußte Abfallgebiet oberhalb oder unterhalb der Zimmertemperatur liegt. Ist letzteres der Fall, der Werkstoff hinsichtlich seiner Beanspruchung bei Zimmertemperatur also brauchbar, so ergibt die statische und die Schlagprüfung im angelieferten Zustand Auskunft über Hoch- oder Tieflage und bis zu einem gewissen Grade auch über die Art der hierfür

Digitized by Google

verantwortlichen Vorbehandlung (vergütet, gereckt, überhitzt). Will man Bereiche der Brauchbarkeit festlegen, sowohl hinsichtlich der Versuchstemperatur als auch der Vorbehandlung, so genügen einige wenige Begrenzungspunkte, um das Bild zu vervollkommnen.

Die Prüfung geschieht also nur auf stoffliche und Temperaturveränderungen hin und dies in sehr einfacher Weise. Die Abstufung nach Probenform und Geschwindigkeit schaltet völlig aus. Hier bildet, wie noch erläutert werden soll, die Schärfe der Probe den Sicherheitsgrad. Es gewinnt, wie schon erwähnt, bei einheitlicher Probenform und Maschine die Kerbzähigkeit eine hohe zahlenmäßige Bedeutung, und mit den gewonnenen Erfahrungen wird man bald ermessen können, welches absolute Maß der Kerbzähigkeit erforderlich ist, damit das fertige Werkstück den gebräuchlichen Beanspruchungen im Betriebe standhält. Einer Festsetzung von Mindestwerten für jeden Gebrauchszweck steht alsdann nichts im Wege. Gestalt und dynamische Beanspruchungen des Fertigstückes lassen sich sowieso schwerlich durch irgendwelche Probenformen nachahmen, so daß man lieber auf die Veränderlichkeit dieser Faktoren bei der Prüfung verzichtet, um dafür an zahlenmäßiger Deutlichkeit des Kerbzähigkeitsbegriffes zu gewinnen und um dessen Veränderlichkeit durch die übrigen Faktoren um so mehr zu beherrschen. Die stofflichen Faktoren und die Versuchstemperatur lassen sich hingegen genügend genau beschreiben, und man hat es in der Hand, bei der Prüfung genau dieselben zu wählen, wie sie im Betriebe vorkommen. Die Prüfung an Hand der Normalkurve hat nur für solche Stoffe einen besonderen Wert, die unter verschiedenen Umständen entweder sehr hohe oder sehr niedrige Werte, also ein Abfallgebiet aufweisen können. In jeder Beziehung spröde Stoffe erkennt man sofort an ihrem sehr niedrigen Kerbzähigkeitswert auch im geglühten Zustande.

Aber welche Probenform wählt man nun? Zunächst eine so scharf gekerbte, daß Werkstoffe, die sich im Betriebe unter normalen Beanspruchungen als brüchig erwiesen haben, im geglühten Zustande mit ihren Kerbzähigkeitswerten rechts der Normalkurve zu liegen kommen! Würde etwa trotz genügend hoher Kerbzähigkeit und Lage ihres Wertes für die geglühte Probe in der Normalkurve der betreffende Werkstoff dennoch Brüche im Betriebe aufweisen, dann wäre die Probenform zu tolerant. Das Ziel dieser Prüfung ist ja, die Gefahr des Abfalles der Kerbzähigkeit innerhalb der zu gebrauchenden Zustände zu beseitigen und hierfür bietet eine der Praxis angepaßte scharfe Kerbung bei der Prüfung den besten Sicherheitsgrad, indem trotz derselben ein in der Normalkurve festgelegter Sollwert als Sicherheitsgrad für den betreffenden Werkstoff erreicht werden muß. Stoffe, die diesen Sollwert erreichen, haben alsdann ihren Abfall unter allen gebräuchlichen Umständen erst bei tieferen Kältegraden. Es soll ja der Werkstoff im gesamten Bereich zwischen statischer und dynamischer Beanspruchung standhalten. Die Normalkurve, die statische und dynamische Beurteilung zugleich ermöglicht, umschließt diesen Bereich, wenn man die Kerbschlagprobe scharf genug hält. Bei der Form *h* scheint diese Anforderung gelungen zu sein, ohne daß diese Form für die Zukunft angepriesen werden soll. Der Praxis entnommene brüchige Werkstoffe sonderten sich auch im geglühten Zustande deutlich von der Normalkurve ab[1], während sie bei der kleinen Normalprobe *e* noch auf der Kurve lagen.

Die häufige Abneigung gegen eine scharfe Probe ist nicht berechtigt. Sie ist in gleicher Weise empfindsam und beeinträchtigt, wie die vorliegenden Versuche erwiesen, die Möglichkeit nicht, zwischen zähe und spröde zu unterscheiden (Th. Stanton und R. Batson[2]). Die mit ihr gefundenen geringeren Kerbzähigkeitswerte sind natürlich maßstäblich anders zu bewerten als diejenigen einer weniger scharfen Probe. Nach Abb. 22 würde ein

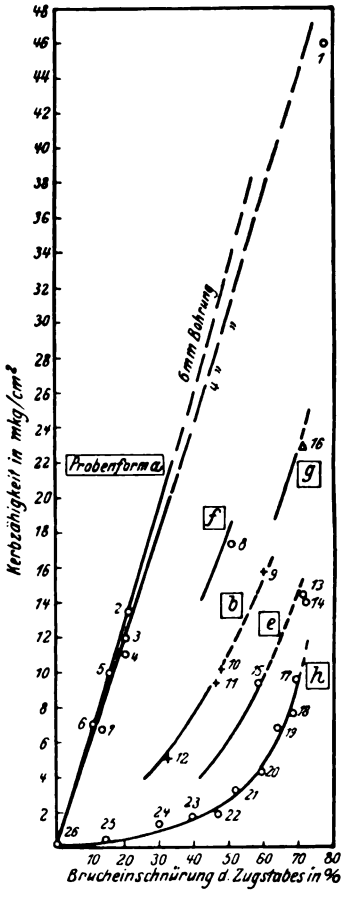


Abb. 22. Angenäherte Wiedergabe der Normalkurven für einige Probenformen.

1 Flußstahl 0,05% C. 2–7 Stahlguß. 8 Flußstahl 0,1%. 9 Chrom-Nickel-Stahl. 10–12 Stahl (1%, 0,4%, 0,58% C). 13, 16 Izett-Flußstahl. 14 A_2U-Flußstahl. 15, 20 Baustahl 48. 17–18 Siliziumstahl. 19 Flußstahl 10,18% C. 21, 23, 24 Messing. 22 Duralumin. 25 Tiegelgußstahl. 26 Gußeisen.

—— Probe vollständig gebrochen. ---- Zweifelhafter oder nicht vollständiger Durchbruch der Probe.

und derselbe Stoff im geglühten Zustande die Kerbzähigkeitswerte 30, 6 oder 3 aufweisen, je nachdem ob man die Probenform *a*, *e* oder *h* mit den zugehörigen Schlagwerken von 75, 10 oder 4 mkg wählt. Die Genauigkeit der scharfen Proben ist deshalb keineswegs geschmälert, wie die außerordentlich gleichmäßigen Werte der Form *h* zeigten.

Weiterhin sollte man entsprechend den vorangehenden Untersuchungen auch die Druckseite einkerben, um Störungen möglichst zu vermeiden, was für die vergleichende Behandlung mit der Brucheinschnürung sehr

[1] W. Kuntze: Siehe Anm. 1, S. 45.
[2] M. Moser: Siehe Anm. 1, S. 45.

Digitized by Google

wichtig ist. Für die Ermittelung der statischen Bruch-einschnürung eignet sich am besten der Rundstab. Nimmt man den Flachstab zu Hilfe, so sind die kleinsten Querschnittsabmessungen in der Seitenmitte, also das eingeschriebene Rechteck zu Hilfe zu nehmen, weil sich dann die Ergebnisse dem Rundstab am besten anschließen[1]. Die Einkerbung auch der Druckseite ist nach den hier gewonnenen Erfahrungen für die Gleichmäßigkeit der Werte viel wichtiger als beispielsweise die Art der Bearbeitung des Kerbgrundes, die so oft in den Vordergrund gestellt wird.

Sodann empfiehlt es sich, eine möglichst kleine Probe anzuwenden[2]. Sie hat den Vorteil, daß man sie auch kleinen Werkstücken entnehmen kann. Außerdem lassen sich mit ihr verschiedene Zonen im Werkstück prüfen. Untersucht man mit sehr großen Proben möglichst das ganze Stück, wie es beispielsweise bei der Kesselblechprüfung unter Beibehaltung der Blechdicke vorkommt, so entspricht die Prüfmethode ja meist doch nicht den wirklichen Beanspruchungen, da der Anbruch in das Innere des Stückes verlegt wird, was der Wirklichkeit fast nie entspricht. Die Trennfestigkeit der Außenzone ist aber fraglos wichtiger für den Brucheintritt als diejenige der Innenzone und Proben, die infolge ihrer Gestaltung mit ihrer Zugzone in das Grenzgebiet der Seigerung hineinreichen, geben immer sehr streuende Werte. Es besteht immerhin die Möglichkeit, mit mehreren Probenformen, also auch mit mehreren Normalkurven zu arbeiten, um so mehr als man durch die Normalkurven einen angenäherten Umrechnungsfaktor wenigstens für den geglühten Zustand hat. Für Anlieferungszustände ist ein Umrechnungsfaktor nicht möglich. Es braucht wohl nicht weiter erörtert zu werden, daß bei der großen Zahl der jetzt in Gebrauch befindlichen Probenformen schon wegen des Auftretens kritischer Abfallgebiete Umrechnungsfaktoren kurzerhand nicht möglich sind, obgleich sie häufig im Schrifttum Erwähnung finden. Solche können nur eine bedingte Gültigkeit haben, nämlich nur in denjenigen Bereichen, wo ein Abfallgebiet nicht auftritt. Für die Wahl der Probenform ist auch wichtig, daß noch möglichst zähe Stoffe brechen. Dies spricht wieder für eine scharfe Form. In Abb. 22 ist bei einer Reihe von Normalkurven für die Probenformen *a*, *b*, *e*, *f*, *g* und *h* die ungefähre Grenze des vollständigen Durchbruches der Probe eingezeichnet. Die große normale Probe erlaubt nicht die genaue Feststellung der Kerbzähigkeit bei Stoffen von größerer statischer Einschnürung als höchstens 50%, während die kleine normale Form *e* bis etwa 65% und die Form *h* bis etwa 71% reicht. Die beiderseitig gekerbte Probe von der Form *g* ergibt verhältnismäßig höhere Kerbzähigkeitswerte bei vollständigem Durchbruch der Probe.

Bedeutungsvoll für die Praxis ist noch, daß die Probenbreite nach Abb. 2 wohl den Eintritt des Übergangsgebietes von der Hoch- zur Tieflage, nicht aber den größten Kerbzähigkeitswert selbst wesentlich beeinflußt. Damit hätten verschieden breite Proben dieselbe Normalkurve.

Die Normalkurven der Abb. 22 machen noch keinen Anspruch auf große Genauigkeit, dafür waren die vorhandenen Unterlagen zu gering. Besonders die große normale Form *a* ergibt bei der Prüfung fast immer Werte, die rechts der Kurve liegen. Das hat seine Ursache nach aller Wahrscheinlichkeit darin, daß man bei dieser großen Form sehr häufig die kerbsprödere Seigerungszone prüft. Auch die Abkühlungsverhältnisse beim Glühen mögen hier eine Rolle spielen. Fast alle von Ehrensberger im Jahre 1906 geprüften Stähle[1] lagen, wie Abb. 23 zeigt, rechts der Normalkurve. Die Ursache hierfür wird die sein, daß man damals Vergütungen hauptsächlich auf Dehnung und Festigkeit, aber noch

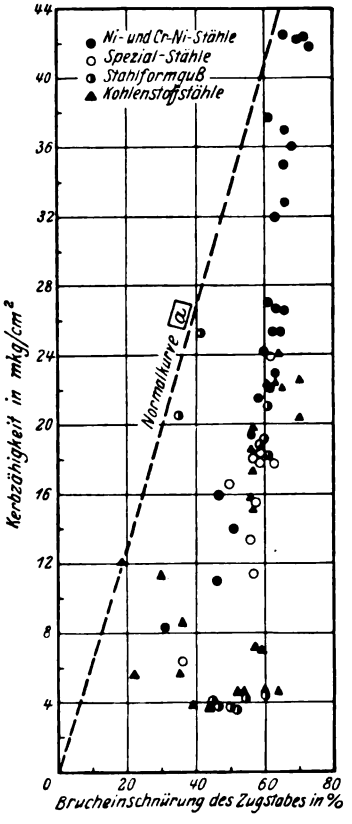


Abb. 23. Beziehungen der Versuchswerte nach Ehrensberger zur Normalkurve.

nicht auf Kerbzähigkeit vornahm; es ist indessen nicht schwer, die Stähle so zu vergüten, daß sie mit ihrer Kerbzähigkeit links der Normalkurve zu liegen kommen, sich also dynamisch zäher verhalten.

Zusammenfassung.

Erschwerend für die Kerbzähigkeitsprüfung wirken kritische Abfallgebiete von Höchstwerten zu Mindestwerten der Schlagarbeit. Dieser Umstand macht es erforderlich, die Prüfung nicht mehr auf Einzelwerte, sondern auf Versuchsreihen zu erstrecken, um die Zustände zu erkennen, unter denen ein Abfallgebiet eintritt. Der Eintritt ist auch durch Probenform und Wirkung der Maschine bedingt, so daß eine Abstufung in dieser Hinsicht erforderlich wäre. Dies beeinträchtigt die ein-

[1] W. Kuntze und G. Sachs: Stahleisen 1927, S. 219.
[2] Fr. P. Fischer: Kruppsche Monatsh. 1928, S. 53—60.

[1] S. Ehrensberger: Stahleisen Bd. 27, S. 1797—1808, 1833—1839. 1927; Z. V. d. I. Bd. 51, S. 1974—1982, 2065 bis 2070. 1907.

Digitized by Google

deutige und zahlenmäßige Bedeutung der Kerbzähigkeit als Güteziffer. Eine nach bestimmten Grundsätzen geordnete bildliche Übersicht der bisher im Schrifttum bekannt gewordenen Versuchsergebnisse zeigt, daß die bisherige Kennzeichnung der beeinflussenden Faktoren nicht ausreicht, um ein Abfallgebiet so eindeutig festzulegen, daß man auf das Verhalten des ganzen Werkstückes schließen könnte.

Als Ursache für diese Tatsache wird angesprochen, daß das Abfallgebiet bedingt ist durch das sehr verwickelte Zusammenwirken eines von Gestalt, Stoff, Geschwindigkeit und besonders der Temperatur abhängigen Formänderungswiderstandes und einer nur vom Stoff — insbesondere von der während der Beanspruchung eintretenden Reckung — abhängigen Trennfestigkeit. Zur Ermittelung beider Faktoren ist ein geläufiges Prüfverfahren vorläufig nicht vorhanden.

Unter diesen schwierigen Umständen wird als dringend erforderlich angesehen, den Begriff der Kerbzähigkeit als Güteziffer durchzubilden, was nur bei einheitlichem Prüfverfahren möglich ist. Die Erkennung der die Prüfung erschwerenden Abfallgebiete ist bei immerhin geringer Versuchszahl dann möglich, wenn man die Beziehungen von Kerbzähigkeit zur Brucheinschnürung des statisch geprüften Zugstabes (Normalkurve), die unter bestimmten Voraussetzungen vorhanden sind, in das Prüfverfahren einbezieht. Für dies Verfahren sind alle Versuchsstörungen, deren Ursache man erkannt hat, auszuschalten. An einer größeren Anzahl von Versuchsreihen wird nachgewiesen, daß auch die Einkerbung der Druckzone der Probe erforderlich ist, um Störungen labiler Art zu beseitigen und die Empfindsamkeit der Probe für die rein stofflichen Auswirkungen auszunutzen. Die Beziehung zwischen Kerbzähigkeit und Bruchschnürung des Zugstabes, die nach sinngemäßer Glühung des Werkstoffes auftritt, gibt die Möglichkeit, bei Kenntnis der Brucheinschnürung einen Gipfelwert der Kerbzähigkeit für einen brauchbaren Werkstoff vorauszusagen. Wird bei irgendeinem angelieferten Werkstoff dieser Sollwert nicht erreicht, so gibt die Prüfung im angelieferten Zustand Auskunft über die Einwirkung der Versuchstemperatur auf das Fallen der Kerbzähigkeit. Auf die Wirkungen verschiedener gebräuchlicher Probenformen wird eingegangen und bestimmte Eigenschaften, die für die Prüfung von Vorteil sind, werden hervorgehoben.

Elastische Formänderungen gezogener Holzstäbe.

Von **H. Sieglerschmidt** und **Johs. Stamer**[1].

Zur Berechnung der Spannungsverteilung in Holzkonstruktionen (Trägern u. a.) ist außer der Kenntnis der Dehnungszahlen bisweilen auch die der Querkontraktionszahlen erforderlich. Da genaue Querkontraktionsmessungen an Hölzern unseres Wissens bisher nicht ausgeführt worden sind, dürften die Ergebnisse der im folgenden mitgeteilten, an Stäben aus verschiedenen Holzarten ausgeführten Untersuchung als ein Beitrag zur Kenntnis der elastischen Formänderungen des Holzes von allgemeiner Bedeutung sein.

Untersucht wurden drei Stäbe Nr. 1 bis 3 aus Kiefernholz, zwei Stäbe Nr. 4 und 5 aus Eiche und ein Stab

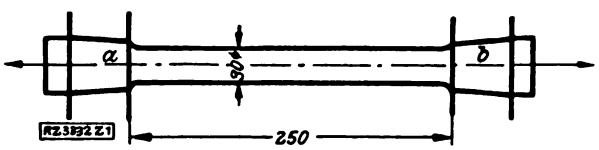


Abb. 1. Probestab. *a*, *b* = keglige Köpfe.

Nr. 6 aus verdichteter (veredelter) Birke, und zwar sämtliche Stäbe im lufttrockenen Zustande. Die rund abgedrehten Stäbe hatten 30 mm Durchmesser und 250 mm Länge, Abb. 1. Die Stäbe wurden mit kegligen Köpfen *a* und *b* in die Zerreißmaschine eingespannt.

Die Längsdehnung wurde mittels eines Spiegelgerätes nach Martens, die Querkontraktion mittels des in Z. f. Instrumentenkunde Bd. 49 (1929) Heft 1 beschriebenen Gerätes gemessen. Die Längs- und Querdehnung der einzelnen Stäbe wurde an verschiedenen Stellen des Umfanges, Abb. 2, bestimmt: Tangential zu den Jahresringen (0°), senkrecht zu den Jahresringen (radial zum Stamm = 90°) und in zwischenliegenden Meßrichtungen (22,5°; 30°; 45°; 60°; 67,5°). Wiederholte Messungen zu verschiedenen Zeiten ließen erkennen, daß die geringen Feuchtigkeitsänderungen der Hölzer auf das Ergebnis der elastischen Längs- und Querdehnungsmessung

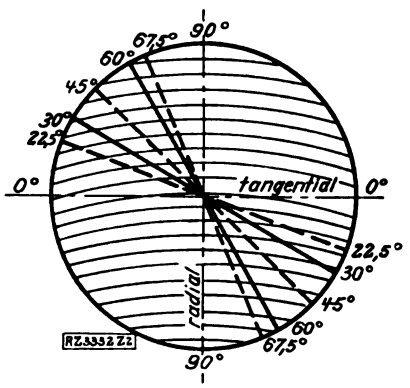


Abb. 2. Meßrichtungen.

ohne bemerkenswerten Einfluß waren. Dagegen war das Arbeiten des Holzes bei geringfügigen Feuchtigkeitsschwankungen am Querdehnungsmesser außerordentlich deutlich zu beobachten.

Die Belastung wurde stufenweise gesteigert; im allgemeinen bis zu 28 kg/cm² Zugspannung, bei je einem Kiefern- und Eichenstab indessen bis zu 84 kg/cm².

Die Ergebnisse der Messungen sind in Abb. 3 und 4 in Abhängigkeit von der Meßrichtung für die Spannungsstufe 0 bis 28 kg/cm² zusammengestellt. Es bedeutet:

α die Dehnungszahl (reziproker Wert des Elastizitätsmoduls E) $= \lambda/l\sigma$, wo λ = Dehnung gemessen in $^1/_{100\,000}$ cm, l = Meßlänge, σ = Spannung kg/cm²,

[1] Original: Z. V. d. I. Bd. 73, S. 1649—1650. 1929.

Digitized by Google

α_q die Querkontraktionszahl $= \lambda_q/d\sigma$, wo λ_q = Querkontraktion gemessen in $^1/_{400000}$ cm, d = Stabdurchmesser,
μ das Verhältnis α_q/α (reziproker Wert der Poissonschen Zahl).

Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

a) Die Dehnungszahlen a und Elastizitätsmoduln E waren von der Meßrichtung annähernd unabhängig. Die Spannungsverteilung über den Stabquerschnitt war somit sehr gleichmäßig. Im Mittel war für

Eiche	$\alpha = 11{,}6 \cdot 10^{-6}$;	$E = 86000$ kg/cm²,
Kiefer	$\alpha = 8{,}5 \cdot 10^{-6}$;	$E = 118000$ „
Birke verdichtet	$\alpha = 5{,}4 \cdot 10^{-6}$;	$E = 185000$ „

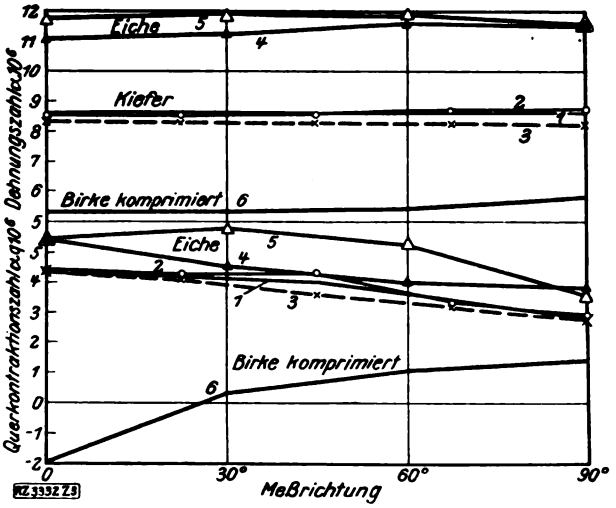


Abb. 3. Änderung von α und α_q mit der Meßrichtung. (Zugspannung $\sigma = 28$ kg/cm²).

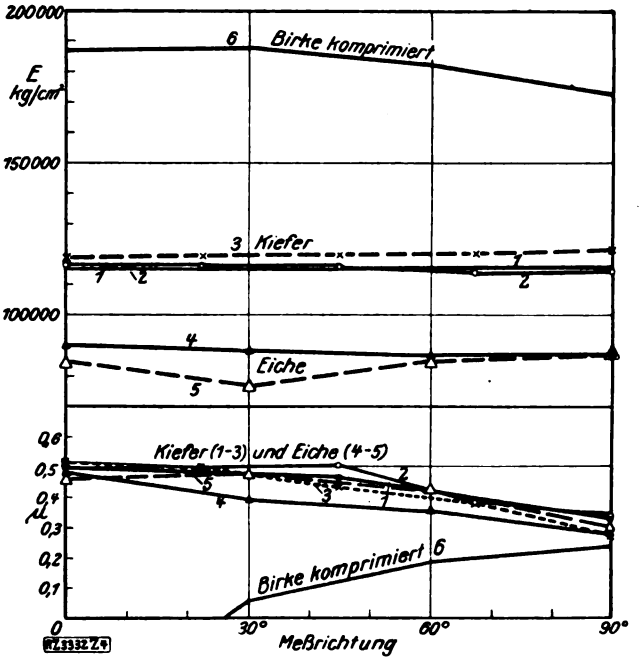


Abb. 4. Änderung des Elastizitätsmoduls E und der Zahl μ mit der Meßrichtung (Zugspannung $\sigma = 28$ kg/cm²).

b) Die Querkontraktionszahlen α_q und Verhältniszahlen μ nahmen von der Meßrichtung 0° (tang.) bis zu 90° (radial) ab, im Mittel bei

Eiche	von	$\alpha_q = 5{,}4 \cdot 10^{-6}$	bis auf	$\alpha_q = 3{,}7 \cdot 10^{-6}$,
	„	$\mu = 0{,}47$	„ „	$\mu = 0{,}30$,
Kiefer	„	$\alpha_q = 4{,}3 \cdot 10^{-6}$	„ „	$\alpha_q = 2{,}8 \cdot 10^{-6}$,
	„	$\mu = 0{,}51$	„ „	$\mu = 0{,}33$.

Bei verdichteter Birke waren α_q und μ negativ für 0° (tang.) und nahmen bis zu 90° zu. Es fand also infolge der Zugbeanspruchung eine Ausdehnung des verdichteten Holzes tangential zu den Jahresringen und Zusammenziehung in radialer Richtung statt.

c) Die Werte α (E) und α_q (μ) waren von der Größe der angewandten Zugspannung (bis zu 84 kg/cm) fast unabhängig. Von der Mitteilung der Zahlen ist daher Abstand genommen.

Bemerkenswert ist, daß die μ-Zahlen der Hölzer sich innerhalb der für Metalle gefundenen Grenzen ($\mu = 0{,}1$ bis 0,5) hielten. Überschreitung von $\mu = 0{,}5$ als Mittelwert für die Meßrichtungen 0° bis 90° wurde in keinem Falle beobachtet. Es würde dies bedeuten, daß das Holz infolge der Zugbeanspruchung verdichtet wird, eine Möglichkeit, die bei porösen Werkstoffen nicht ohne weiteres von der Hand zu weisen ist. Der Wert $\mu = 0{,}5$ wurde von den Kiefern- und Eichenstäben in tangentialer Meßrichtung erreicht[1]. Die elastischen Volumänderungen dieser Hölzer fanden also vorwiegend in der radialen Richtung statt. Verdichtete Birke zeigte ein entgegengesetztes Verhalten. Denkt man sich einen Würfel von 1 cm Kantenlänge aus dem Stabe herausgeschnitten, dessen eine Achse in die Zugrichtung fällt, so ergibt sich näherungsweise die Volumänderung dieses Würfels unter 1 kg Zugbeanspruchung $\gamma = \alpha - 2\alpha_q'$, wo α_q' das Mittel aus den in verschiedenen Achsenrichtungen gefundenen α_q-Werten bedeutet.

Nach Abb. 3 war für

Eiche	$\alpha_q' = \sim 4{,}7 \cdot 10^{-6}$;	$\gamma = 2{,}2$ cm 10^{-6},
Kiefer	$\alpha_q' = \sim 3{,}8 \cdot 10^{-6}$;	$\gamma = 0{,}9$ cm 10^{-6},
Birke verdichtet	$\alpha_q' = \sim 0{,}2 \cdot 10^{-6}$;	$\gamma = 5$ cm 10^{-6}.

Die Raumausdehnung war für verdichtete Birke am größten und für Eiche größer als für Kiefer.

Wenn auch die obigen Feststellungen nur Teilergebnisse darstellen, insofern bisher nur wenige Stäbe der einzelnen Holzarten untersucht wurden, so können sie doch als erste Grundlage für eine richtige Beurteilung des elastischen Verhaltens der Hölzer dienen und bei Spannungsberechnungen von Nutzen sein.

[1] Die von Baumann (Forschungsh. 231, S. 56) bei Berechnung der Dehnungszahl α aus der Durchbiegung beiderseits aufliegender Holzbalken mit im Verhältnis zur Höhe geringer Stützweite eingesetzten Schubzahlen $\beta = 2\frac{m+1}{m}\alpha = 17\alpha$ führen zu dem Wert $\mu = 1/m = 7{,}5$ (!). Die Beziehungen zwischen Gleitzahl und Elastizitätszahl scheinen danach bei Holz verwickelterer Natur zu sein.

Digitized by Google

Die Bruchgefahr bei metallischen Werkstoffen.

Von **W. Kuntze**[1].

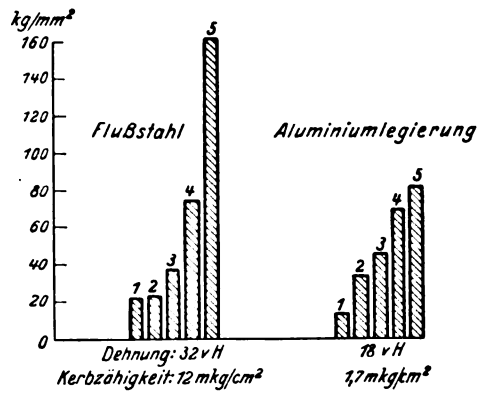
Seit den Anfangsjahren planmäßiger Werkstoffprüfung bilden die Elastizitätsgrenze und die Streckgrenze des Werkstoffes die Grundlagen für die Berechnung der Tragsicherheit einer Konstruktion. Da diese Grenzen die Belastung angeben, bei der die Plastizität beginnt, so sollten plastische Vorgänge im Bauwerk im allgemeinen ausgeschaltet sein. In sogenannten gefährlichen Querschnitten, die für die Berechnung unübersichtlich sind, können jedoch infolge von Überbeanspruchung auch plastische Verformungen auftreten. Um einer solchen Gefahr gegenüber gesichert zu sein, wird außerdem ein möglichst großes plastisches Dehnungsvermögen, daß man an einem Zugstabe nachprüft, verlangt. Man geht hierbei von der Annahme aus, daß ein großes plastisches Arbeitsvermögen des Werkstoffes die Bruchgefahr einzuschränken vermag.

Bald mußte man sich aber von der Unzulänglichkeit dieser Annahme überzeugen und erfahren, daß plastische Stoffe auch gelegentlich spröde brechen können. Die Erklärung dieser Erscheinung wurde dadurch erschwert, daß unter Schlagwirkung ein und derselbe Werkstoff entweder spröde oder zähe, also zugleich bei geringem bzw. großem Arbeitsaufwand brechen kann, auch wenn die äußeren Umstände — Schlaggeschwindigkeit, Temperatur, Gestalt des Werkstückes — sich kaum wahrnehmbar verändern. Dieser Dualismus in der Auswirkung dynamisch beanspruchter Konstruktionsteile ist eines der schwierigsten Gebiete der heutigen praktischen Werkstoffprüfung. Ein weiteres Problem ist die „Ermüdung", die bei plastischen Wechselbeanspruchungen auftritt. Da bei hochfrequenten Schwingungen nur geringe plastische Wege für ihr Auftreten erforderlich sind, so erkennt man leicht, daß die konventionelle Elastizitätsgrenze, die ja plastische Toleranzen zuläßt, keine sichere Rechnungsgrundlage für den Eintritt der Ermüdung bilden kann. Ganz gleich, welche äußeren Anlässe einem Bruch zugrunde liegen, immer wird die Ursache in einer Kohäsionsüberschreitung zu suchen sein. Zuerst ist von der Budapester und Wiener Schule auf die Wichtigkeit der technischen Kohäsionsforschung hingewiesen worden. Sie hat jedoch wegen ihrer Schwierigkeit bisher auf die praktische Werkstoffprüfung noch keinen Einfluß genommen. Was hierüber in neuster Zeit ergründet ist, hat zunächst nur wissenschaftliche Bedeutung.

Die Elastizitäts-, Streck- und hauptsächlich die Bruchgrenze (Festigkeit), die heute für die Beurteilung der Bruchsicherheit eine Rolle spielen, kennzeichnen bestimmte Traglasten. Die Bruchgrenze ist die höchste Last, die der, einem Werkstoff entnommene Zugstab im Verlaufe seiner plastischen Verformung zu tragen imstande ist. Die genannten drei Kennziffern geben mithin plastische Widerstände des Werkstoffes entsprechend ihrer begrifflichen Festlegung wieder. Sie sagen nichts über diejenige Kraft aus, die zur Trennung der Werkstoffteilchen voneinander erforderlich ist. Diese in der Regel verhältnismäßig große Kraft wird mit „Trennfestigkeit" oder „technischer Kohäsion" bezeichnet. Sie ist eine Werkstoffkonstante, wohingegen die genannten Traglasten nur am genormten Zugstabe mit seiner axialparallelen Form annähernd konstante Werte ergeben, nicht aber am beanspruchten Werkstück bei seiner vielfältigen Gestaltung. Bei diesem sind sie je nach den Betriebsumständen in weiten Grenzen veränderlich und können, wenn in einem tragenden Querschnitt aus irgendwelchem Anlaß die plastische Verformung vollständig behindert ist, dort bis zum Zahlenwert der technischen Kohäsion ansteigen.

Ein solcher Vorgang, der besonders an Übergangsstellen von größeren zu kleineren Querschnitten im Zusammenwirken mit biegender und dynamischer Beanspruchung und häufig auch unter Mitwirkung von Kältegraden aufzutreten pflegt, erzeugt alsdann örtlich im Werkstück sehr hohe plastische Widerstände, die der Berechnung unzugänglich sind. Steigen solche „vagabundierenden" Kräfte bis zum Kohäsionswert an, so ist der Bruch unausbleiblich. Dies besagt, daß die Traglast oder Festigkeit des Zugstabes allein kein Urteil über die Bruchsicherheit zuläßt. Vielmehr ist das Maß, um welches die technische Kohäsion die Festigkeit übersteigt, ein Sicherheitsgrad gegen die allgemeine Bruchgefahr.

Von diesem Gesichtspunkt aus bringt unsere Abbildung eine Gegenüberstellung von Flußstahl und einer Aluminiumlegierung. Während diese bei größerer Festigkeit und geringerem Gewicht ohne weiteres für viele



Vergleich der Gütewerte von Flußstahl und einer Aluminiumlegierung.
1 = Schwingungsfestigkeit; *2* = Streckgrenze; *3* = Festigkeit;
4 = techn. Kohäsion; *5* = dsgl. des gestreckten Werkstoffes.

Zwecke eine statische und wirtschaftliche Überlegenheit ergibt, ist bei ihr eine örtliche Überbeanspruchung gefahrvoller als bei Flußstahl, weil bei diesem der Unterschied zwischen technischer Kohäsion und Festigkeit größer ist. Auch das noch als gut zu bezeichnende Dehnungsvermögen der Legierung ändert hieran nichts. Eine Prüfung mit der Kerbschlagprobe ergab dementsprechend eine siebenfach höhere Kerbzähigkeit für Flußstahl. Man sieht, daß sich die bruchbringenden Anspannungen im Flußstahl in weiten Grenzen bewegen können. Am niedrigsten liegt die Festigkeit des durch Schwingungen ermüdeten Werkstoffs. Die „Ermüdung"

[1] Original: V. d. I.-Nachr. Bd. 9, Nr. 49. 1929.

Digitized by Google

ist nach neueren Untersuchungen mit einer Kohäsionszerrüttung zu erklären. Sie tritt auf, wenn die Schwingungen nicht rein elastischer Natur bleiben. Da — wie schon seit über fünfzig Jahren bekannt ist — wechselnde Zug- und Druckbeanspruchungen schon bei sehr kleinen Lasten plastische Verformungen zur Folge haben, so ist auch bei Schwingungen mit einer sehr niedrigen Lastgrenze zu rechnen, bei der die Ermüdung eintritt. Die Prüfungen mit Hilfe neuzeitlicher Schwingungsmaschinen ergeben zwar, daß eine günstige Einwirkung der Verfestigungsfähigkeit plastischer Werkstoffe diese Grenze häufig wiederum bis etwa zur Hälfte der statischen Festigkeit anhebt. Doch wie auch hier der Wechsel der Vorbedingungen am vielfältig gestalteten Werkstück im Gegensatz zum ebenmäßigen Prüfstab sich auswirken mag, bleibt vorläufig noch unübersichtlich. Erwiesen ist, daß die Zerrüttung des Kohäsionswiderstandes bei manchen Stoffen sehr schnell, bei anderen allmählich vor sich geht. Man behilft sich, besonders wenn die Sicherheit menschlichen Lebens gefährdet ist, dadurch, daß starkschwingende Konstruktionsteile nach einer bestimmten Betriebszeit ausgewechselt werden; denn die Methodik der Kohäsionsermittlung ist heute noch nicht so weit durchgebildet, daß sie schon allgemein Verbreitung finden könnte.

Im scheinbaren Widerspruch zur „technischen Kohäsion" steht die Atomtheorie, die einen etwa 1000mal höheren Wert für die Kohäsion errechnet als die praktischen Versuche in der Prüfmaschine ergeben haben. Man darf aber nicht übersehen, daß unsere metallischen Werkstoffe ein technologisches Erzeugnis bilden, das keinen ununterbrochenen atomaren Zusammenhalt aufweist. Man vermutet im Werkstoff trennende Schichten, die zu dünn sind, um unter dem Mikroskop gesehen zu werden, und die auch der Entdeckung durch reflektierte, zur Interferenz gebrachten Röntgenstrahlen entgehen. Da die unmittelbare Anwendung der Gesetze der Atomphysik auf die Festigkeit der kristallinen Werkstoffe bisher nicht gelang, so ist eine technologische Lösung der Festigkeitsfragen, wie sie in staatlichen und privatindustriellen Forschungsstätten betrieben wird, notwendig und berechtigt.

Zur Deutung und Bewertung der Bruchdehnung bei Metallen.

Von **W. Kuntze**[1].

Wenn auch das fertige Werkstück oder Bauwerk meist schon als zerstört gelten muß, sobald verhältnismäßig geringe plastische Verformungen eingetreten sind, so pflegt man doch als Maßstab für die Beurteilung der Sicherheit die gesamte Bruchdehnung des dem betreffenden Werkstoff entnommenen Zugstabes heranzuziehen. Gehen dem Bruch Verformungen voraus, so wird man die Überbeanspruchung bei Zeiten erkennen und größere Nachteile verhüten können. Auch erfolgt beim Dehnen infolge der Verfestigung alsbald ein Kräfteausgleich im Bauwerk, so daß weitere Verformungen verhindert werden und von einer Bruchgefahr alsdann nicht mehr gesprochen werden kann. Man hat sich also daran gewöhnt, die Brauchbarkeit des Werkstoffes nicht nur nach seiner Zugfestigkeit, sondern auch nach dem Grade seiner Dehnfähigkeit abzuschätzen. Diese pflegt man mit der linearen Bruchdehnung δ_l für $l = \text{const.} \sqrt{f_0}$, oder mit der Bruchquerschnittsverminderung $\psi = 100\left(1 - \frac{f}{f_0}\right)$ zu kennzeichnen. Dieser Brauch, der auf die Größe der Dehnbarkeit den Hauptwert legt, ermöglicht nicht, die Werkstoffe nach ihren besten Eigenschaften auszuwählen, weil das Wesen der Verformung hierbei unberücksichtigt bleibt.

Die beim Zugversuch ermittelte Gesamtdehnung enthält bekanntlich zwei äußerlich verschiedene Dehnungsvorgänge, die gleichförmige Dehnung und die örtliche Einschnürung. Es mag von der Allgemeinheit die letztere nur als Fortsetzung der ersteren aufgefaßt und dem Umstand, der ihre plötzliche Beschränkung auf nur eine Stelle des Stabes hervorruft, keine Beachtung beigemessen werden; und doch hat schon Considère (1885) die Verschiedenartigkeit beider Vorgänge, bei denen er keine maßstäbliche Abhängigkeit voneinander beobachten konnte, hervorgehoben. Der Maßstab der gesamten Bruchdehnung verdankt seine Einführung wohl nur dem Umstand, daß er zugunsten der Versuchsmethodik begrifflich klar festzulegen ist. Daß damit aber so manche Einblicke verloren gehen, soll im folgenden besprochen werden.

Grundlagen der Dehnungsvorgänge beim Zugversuch.

Der grundsätzliche Unterschied beider Dehnungsformen liegt darin, daß bei der gleichmäßigen Dehnung kristallographische Gesetze im Vordergrund stehen, während bei der örtlichen Einschnürung die rein mechanischen überwiegen. Da die Größe der Fließwiderstände eines Kristalls von seiner Orientierung zur Zugachse abhängt, müssen ungünstig orientierte Kristalle stärker fließen als die übrigen. Der Zugstab in Abb. 1 besteht aus sieben hintereinanderliegenden Kristallen. Die zugehörigen Dehnungsbilder lassen deutlich erkennen, wie sehr sich die Dehnungen der verschieden orientierten Kristalle voneinander unterscheiden. An den Korngrenzen wird die Verformung durch zwei aneinander grenzende, verschiedene Dehnungsmechanismen gehindert, wodurch nach dem Recken Knoten sichtbar werden. Trotz dieser Behinderung, die naturgemäß bei einem kurzen Kristall von stärkerer Einwirkung ist als bei einem längeren, überwiegt der Einfluß der Orientierung auf das Maß der Dehnung.

In einem Vielkristall sind solche ungünstig orientierten Kristalle naturgemäß über das ganze Stabvolumen verteilt und es erscheint daher ganz selbstverständlich, daß der gesamte Stab dehnen muß, ohne daß eine örtliche Verformung zunächst aufkommen kann. Haben aber alle Kristalle und damit das gesamte Stabvolumen geflossen, so haben die meistfließenden wohl als Folge

[1] Original: Z. Metallkunde Bd. 22, S. 14 bis 22. 1930.

Digitized by Google

ihrer allseitigen Umschließung durch festere das an Widerstandskraft eingeholt, was die übrigen voraus hatten. Dies wird durch eine Untersuchung von E. Schmid[1] bestätigt, nach welcher bei einem Vielkristall zu der geometrischen Orientierungsverfestigung noch eine weit überwiegende innere Verfestigung des Einzelkristalls hinzukommt. Es ist nunmehr nach W. v. Moellendorff und Czochralski[2] eine Gleichwertigkeit (erzwungene Homöotropie) aller Kristalle hinsichtlich ihres Verformungswiderstandes eingetreten. Während also bisher für die gleichmäßige Verformung des gesamten Stabvolumens gewissermaßen die überall verteilt liegenden schwachen Kristalle verantwortlich zu machen waren und irgendwelche äußerlich schwachen Stellen des Stabes z. B. geringerer Durchmesser in den Hintergrund traten, so muß jetzt wegen der Gleichwertigkeit aller Kristalle für den Ort der weiteren Verformung der aus irgendwelchen Ursachen schwächste Querschnitt des Stabes maßgebend sein, so daß nunmehr eine örtliche Einschnürung begünstigt ist, die häufig auch an zwei oder mehreren Stellen auftritt, je nachdem mehrere gleichwertig schwache Stellen zufällig vorhanden sind.

Jetzt werden Gleitflächen entstehen, die sich ihrer Anordnung nach nicht mehr durch verschiedene Kristallorientierungen unterscheiden, sondern banalen Charakter tragen und in Richtung größter Schubspannungen also unter meist mehr als 50° zur Stabachse die schwächste Stelle des Stabes durchdringen. Wie hieraus durch zeitlich aufeinanderfolgendes Auftreten solcher rings um die Stabachse gruppierten Schubflächen der Fließkegel entsteht, soll hier nicht näher erörtert werden.

Beim Stahl mit ausgeprägter Streckgrenze sind unter etwa 50° verlaufende Fließlinien schon an der Streckgrenze zu erkennen und auch der Streckvorgang ist zunächst örtlicher Natur. Dieser scheinbare Widerspruch erklärt sich nur daraus, daß hier die plastischen Vorgänge erst nach dem Bruch eines verhältnismäßig festen spröden Bestandteiles einsetzen können, der fortschreitend in allen Querschnitten eingetreten sein muß, bevor eine ungehinderte prismatische Dehnung, wie bei den anderen plastischen Stoffen sich auswirken kann[1].

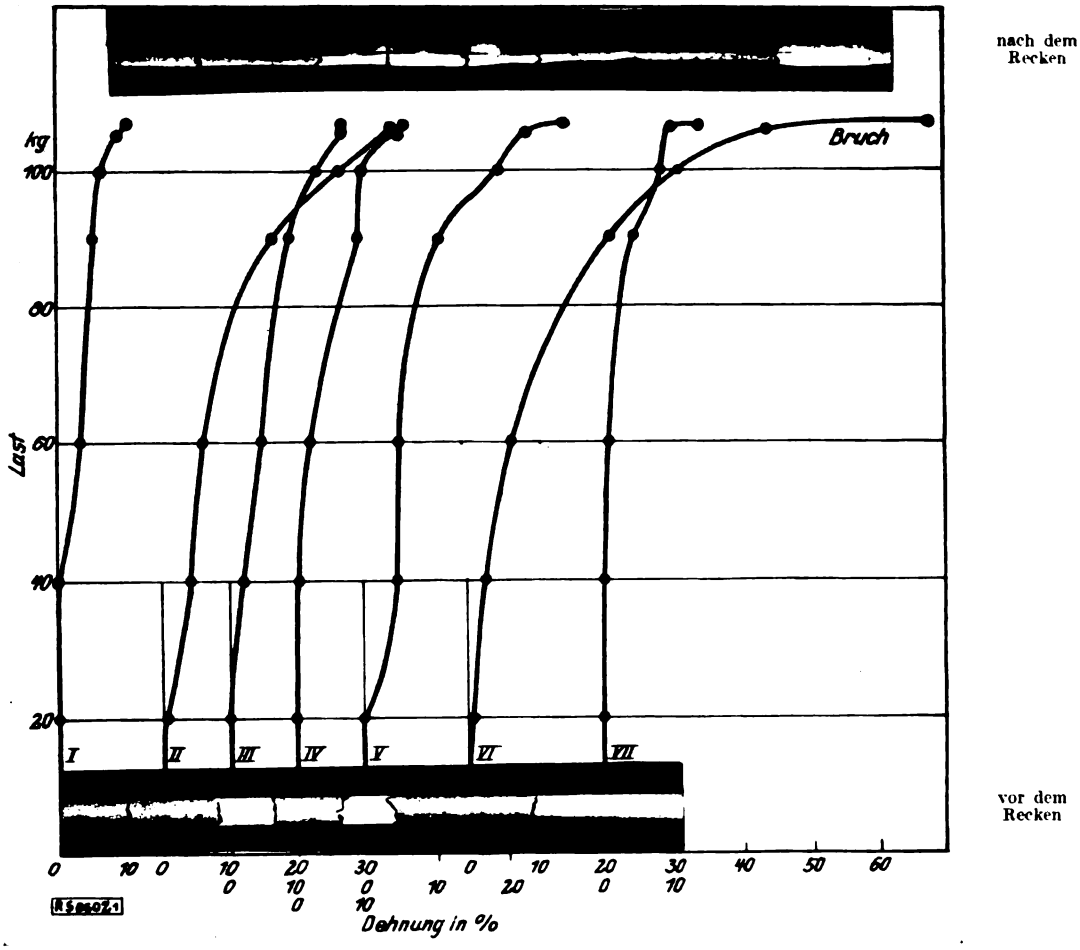


Abb. 1. Dehnungsverlauf der Kristalle eines Aluminiumdrahtes von 4,66 mm Dmr.

Banale Gleitflächen sind häufig im Fließkegelgebiet zu erkennen, wie Abb. 2 zeigt. Als besonders beweiskräftig bot sich dem Zuschauer der Zerreißvorgang eines Duraluminbleches nach Abb. 3 dar. Die sichtbaren schrägen Einbruchsschichten traten erst auf, nachdem die gleichförmige Dehnung zu Ende war. Jede der einzelnen Schichten entstand, die ganze Blechbreite schräg

[1] Z. Phys. Bd. 22, S. 328. 1924.
[2] Z. V. d. I. Bd. 57, S. 1014. 1913.

[1] W. Kuntze und G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1011 bis 1016. 1928. Mitt. Sonderh. IX. 1929.

Digitized by Google

durchdringend, unter einem laut hörbaren Ruck. Dieser Vorgang wiederholte sich bis der Bruch eintrat.

Das Ende der gleichförmigen Dehnung ist mithin begründet durch den Eintritt eines örtlichen Abschervorganges, welcher durch die eingetretene Gleichwertigkeit der Kristalle hinsichtlich ihres Widerstandes bedingt ist.

Abb. 2. Banale Gleitflächen im Fließkegel eines Kupferstabes (nach E. Schiebold und G. Richter)[1].

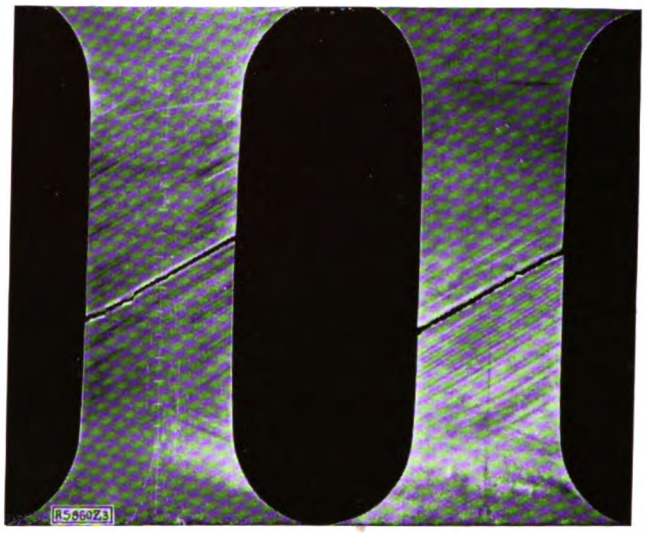


Abb. 3. Banale Einbrüche beim Zerreißen zweier gut zentrierter Duraluminbleche.

Äußere Merkmale der auftretenden Dehnungsformen.

Beide Dehnungsarten, die gleichförmige Dehnung, die nach R. Stribeck mit „Streckung" bezeichnet werden soll und die örtliche Einschnürung haben entsprechend ihrer verschiedenen Entstehungsart verschiedene stoffliche Auswirkungen zur Folge. Die Streckung ist erschöpfbar, nicht ohne weiteres aber die Einschnürung. Nach Untersuchungen von R. Stribeck[2] ergab sich nach Abb. 4 und 5, daß beim Ziehen bzw. Walzen von Kupfer und Messing die Streckung ψ_{II} schon bei geringeren Querschnittsabnahmen als dem Maß ihres Streckvermögens beim Zugversuch entsprach, erschöpft war. Wurden beide Stoffe aber um den Betrag ihres gesamten Einschnürungsvermögens ψ_{III} herabgezogen, so waren trotzdem noch etwa 80% des örtlichen Einschnürvermögens übriggeblieben.

Die beiden Dehnungswerte ermitteln sich aus den gemessenen Querschnitten wie folgt:

$$\psi_{II} = 100\left(1 - \frac{f_{II}}{f_0}\right), \qquad (1)$$

$$\psi'_{III} = 100\left(1 - \frac{f_{III}}{f_{II}}\right). \qquad (2)$$

Hierin bedeuten f_0, f_{II}, f_{III} die Querschnitte im Ausganszustand bzw. bei Einschnürbeginn und beim Bruch. Die lineare Streckung ergibt sich alsdann zu:

$$\delta_{II} = 100\left(\frac{f_0}{f_{II}} - 1\right). \qquad (3)$$

Nach den genannten Versuchen läßt sich also trotz stärksten Kaltwalzens und Ziehens die Einschnürfähigkeit nicht erschöpfen. Auch den Versuchen von W. Müller[1] und P. Goerens[2] mit Kupfer und Stahl kann man das Gleiche entnehmen. Daß trotz dieser Tatsachen ein einschnürfähiger Zugstab sich nicht in eine Spitze ausziehen läßt, liegt nur an dem veränderten Kräftezustand, den die Gestaltsänderung des Stabes infolge der Einschnürung mit sich bringt. Der räumliche Spannungszustand erzeugt so hohe Fließwiderstände, daß schließlich der augenblickliche Kohäsionswiderstand überschritten wird.

Der experimentelle Nachweis dieser Behauptung läßt sich folgendermaßen führen: Dreht man den eingeschnürten Stabteil eines Zugstabes, der sich unmittelbar vor dem Zerreißen befand, wieder zylindrisch, so ist seine Einschnürfähigkeit nun nicht etwa erschöpft, sondern er vermag erneut einzuschnüren. Mit Fortfallen des räumlichen Spannungszustandes nach dem Abdrehen werden auch die vorher hohen Fließwiderstände wieder erniedrigt, so daß die Trennungsgefahr hinausgeschoben wird. Auf diese Weise wurde die Einschnürung an der schon eingeschnürt gewesenen Stelle des Stabes siebenmal wiederholt[3]. Dieser Vorgang hätte

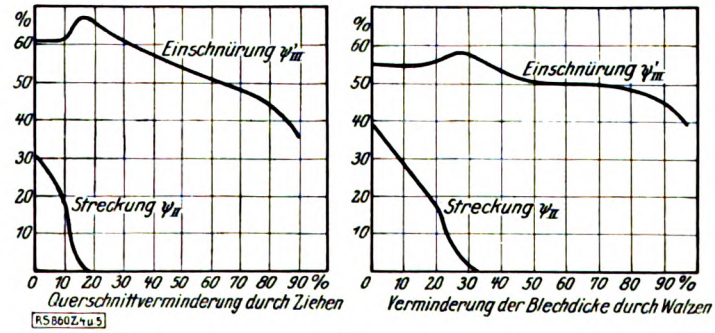


Abb. 4 und 5. Veränderung von Streckung und örtlicher Einschnürung beim Kaltziehen und Kaltwalzen von geglühtem Kupfer bzw. Messing (nach R. Stribeck).

[1] Mitt. Materialpr.-Amt Sonderheft V, S. 68. 1929.
[2] Forsch.-Arb. des V. d. I. Nr. 85, S. 33—51. 1910.

[1] Forsch.-Arb. des V. d. I. Nr. 211, S. 1—64. 1918.
[2] Ferrum Bd. 10, S. 65. 1912/13.
[3] W. Kuntze: Mitt. Materialpr.-Amt Bd. 42, Heft 3/4, S. 30 u. 31. 1924.

Digitized by Google

noch weiter fortgesetzt werden können, ohne die Einschnürfähigkeit ganz zu erschöpfen.

Der Abschluß der Einschnürdehnung ist also durch Überwindung des Trennwiderstands bedingt.

Die prismatische Dehnung blieb hingegen wie beim Walz- und Ziehvorgang auch hier aufgebraucht. Es werden also stark verformte Werkstoffe keine Streckung mehr aufweisen, während die Einschnürfähigkeit erhalten geblieben ist. Vom Standpunkt des Prüfers ist das wichtig, weil durch diese Tatsache eine stärkere Verformung eines angelieferten Werkstoffes unter Umständen sofort erkennbar wird: die Erfahrung lehrt nämlich, daß es keinen Werkstoff gibt, der in unverformtem Zustande bei großer Einschnürfähigkeit nicht gleichförmig zu dehnen vermag.

Andererseits sind diejenigen Werkstoffe nicht selten, welche keine Einschnürung, aber eine gute Streckung aufweisen. Diese sind hauptsächlich unter den Messingsorten und Bronzen, sowie unter den Aluminiumlegierungen zu finden. Sie sind unter gewissen Bedingungen spröde. Ist im unverformten Zustand keine Streckung da, so fehlt auch die Einschnürung und der Werkstoff ist gänzlich spröde.

Einfluß der Dehnungsformen bei verschiedenen Beanspruchungen.

Es entsteht nun die Frage, inwiefern die beiden geschilderten Dehnungsformen die Eigenschaften der Werkstoffe bedingen und wie sie helfen, deren Eignung für bestimmte Zwecke zu vermitteln. Am einfachsten ist diese Frage da zu beantworten, wo lediglich eine gute plastische Verformungsfähigkeit verlangt wird.

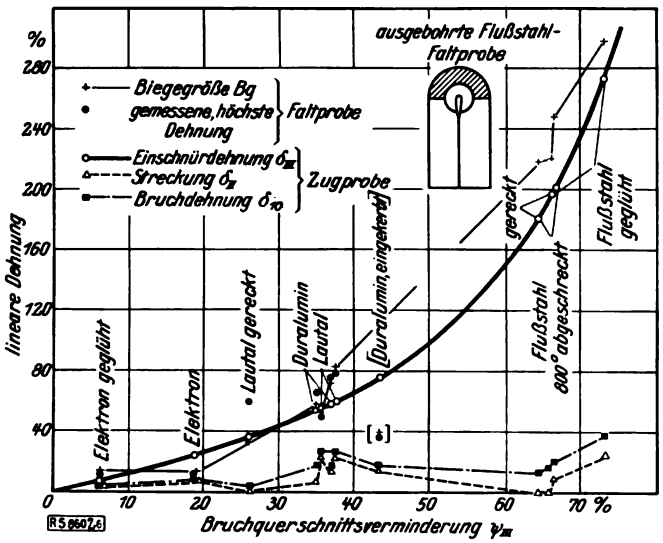


Abb. 6. Vergleich von Dehnungswerten nach dem Bruch von Zugprobe und Faltprobe. (Die Biegegröße von Flußstahl konnte nur durch wiederholtes Ausbohren der gefalteten Probe verwirklicht werden.)

Biegung. In Abb. 6 wurde für verschiedene Stoffe über ihrer Bruchquerschnittsverminderung ψ_{III} als Abszisse die größte Längendehnung in der Einschnürung des Zugstabes:

$$\delta_{III} = 100\left(\frac{f_0}{f_{III}} - 1\right) = 100\left(\frac{100}{100 - \psi_{III}} - 1\right), \quad (4)^1$$

[1] A. Martens: Handb. d. Materialienkunde S. 245. 1898.

ferner die mittels aufgebrachter Teilung gemessene größte Dehnung an der gezogenen Seite der Faltprobe und die Tetmajersche Biegegröße $Bg = \frac{50 \cdot a}{\varrho}$, welche ebenfalls die größte Dehnung annähernd ausdrückt als Ordinate aufgetragen (ϱ = Biegehalbmesser in halber Probendicke, a = Probendicke). Zum Vergleich wurden außerdem die linearen Dehnungen δ_{II} (s. Gleichung 3) und δ_{10} eingezeichnet. Es ergab sich, daß sowohl Faltprobe als auch Zugprobe die gleiche größte Längsdehnung an der Bruchstelle zu überwinden haben. Da die Biegegröße bei vollkommen zusammenfaltbaren Stoffen meist den Sollwert von 100 nicht ganz erreicht, so geht aus der Betrachtung der Abb. 6 hervor, daß nur Stoffe unter $\psi_{III} \cong 48\%$ durch Biegen sicher zum Bruch gebracht werden können. Um nun bei Stoffen mit größerer Einschnürung ebenfalls einen Bruch durch Biegen zu erreichen, wurde die gefaltete Probe nach Abb. 6 ausgebohrt und erneut gebogen, und dieses Verfahren fortgesetzt, bis sie brach (neue Probe schraffiert). Dies wurde an Flußstahl im ausgeglühten und abgeschreckten Zustande durchgeführt. Es fielen bei Stoffen größerer Einschnürung die Werte der Zugprobe gegenüber denjenigen der Faltprobe etwas geringer aus, weil durch die beträchtliche Einschnürung am Zugstab der räumliche Spannungszustand soweit gefördert wird, daß die Fließwiderstände die Kohäsionswiderstände früher erreichen als bei der Faltprobe. Diese vermag sich nicht so stark einzuschüren, weil sie von der Druckzone daran gehindert wird. Dieser mit Flußstahl künstlich erzeugte Fall einer Biegung bei so großer Verformung kommt in der Praxis jedoch nicht vor.

Diese Gegenüberstellung von Falt- und Zugprobe zeigt, daß man nach der üblichen linearen Bruchdehnung δ_{10} des Zugstabes die Brüchigkeit einer Biegeprobe nicht ermessen kann, daß aber die sehr viel größere lineare Dehnung δ_{III} in der Brucheinschnürung des Zugstabes ein Maßstab für die Biegebeanspruchung ist. Diese Ansicht hat schon Considère vertreten, welcher aus reiner Überlegung unter Vergleich der bei beiden Versuchsarten auftretenden wahren Spannungen zu der gleichen Schlußfolgerung kam, die hier durch Versuche nachgewiesen wurde. Daß die Streckung δ_{II}, obgleich sie zur Biegefähigkeit mit beiträgt, von untergeordneter Bedeutung dafür ist, zeigen im Kurvenverlauf besonders die vorgereckten Proben. Weiterhin folgt, daß es keinen Vorteil bietet, die Biegegröße neben der größten Bruchdehnung δ_{III} zu ermitteln, da beide genau dasselbe ergeben. Die Faltprobe ist aber eine billige Prüfart, wenn es nur darauf ankommt, verhältnismäßig spröde Stoffe mit geringerer größter Dehnfähigkeit als etwa 100% bzw. geringerer Querschnittsverminderung als $\sim 48\%$ auszuscheiden. Auch ist sie sehr empfindsam in der Anzeige von Kerbsprödigkeit, wie die in Abb. 6 eingeklammerte Duraluminprobe zeigt, welche in einer eingeritzten Teilmarke vorzeitig brach und daher der Gesetzmäßigkeit zwischen δ_{III} und Bg nicht folgte.

Wertvoller wird die Faltprobe durch die Ermittelung des Biegewinkels. Dieser gibt einen anderen Verformungsgrad an als die Biegegröße. Es haben nämlich härtere Stoffe bei gleicher erzielter Biegegröße in der Regel

Digitized by Google

Zahlentafel 1. Vergleich von Verwindungsdehnung mit der Dehnung am Zugstab.

Werkstoff	Größte Verwindungsdehnung auf der Mantelfläche δ_v %	Bruchquerschnittsverminderung ψ_{III} %	Größte Längsdehnung am Zugstab δ_{III} %	δ_v/δ_{III}	Bruchdehnung δ_{10} %	δ_v/δ_{10}	Streckung δ_{II} %	δ_v/δ_{II}	δ_v % nach Ausglühen der Probenreste von Spalte 1
Kupfer, hartgezogen .	354	63	170	2,1	12	29,5	5	71,0	50
Kupfer, geglüht . . .	517	73	265	2,0	48	10,8	34	15,2	29
Lautal, geglüht . . .	73[1]	49	95	0,8	22	3,3	18	4,1	—

einen geringeren Biegewinkel. Wird also eine harte und weiche Probe um denselben Winkel gebogen, so weist die harte die größere maximale Dehnungsbeanspruchung auf. Da aber der härtere Stoff meist ein geringeres Dehnungsvermögen besitzt, so erkennt man leicht, welch kritische Anzeige der Biegewinkel für die Bruchgefahr bedeutet. Der Verlauf des Biegewinkels mit Zunahme der Dehnung an der meistgezogenen Faser (durch die Biegegröße ausgedrückt) ist aus Abb. 7 ersichtlich. Es wurden untersucht: 1. geglühter, 2. bei 800° abgeschreckter Flußstahl. 1a und 2a sind die

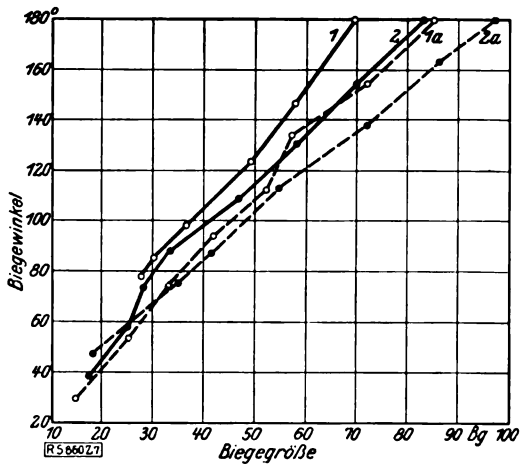


Abb. 7. Verlauf von Biegewinkel und Biegegröße während des Faltens von 1: Flußstahl geglüht ($\psi_{II} = 20\%$; $\psi'_{III} = 66\%$; $\psi_{III} = 73\%$; $\sigma_B = 38{,}5$ kg/mm²); 2: Flußstahl bei 800° C abgeschreckt ($\psi_{II} = 6\%$; $\psi'_{III} = 64\%$; $\psi_{III} = 67\%$; $\sigma_B = 55{,}4$ kg/mm²); a = bis Einschnürbeginn vorgereckt.

entsprechenden Kurven beider Stoffe im bis zum Einschnürbeginn vorgereckten Zustande. Sie haben also keine Streckung mehr. Vergleicht man nun 1a mit 2a, so ergibt sich, daß trotz annähernd gleicher Einschnürfähigkeit $\psi_{III} = \psi'_{III}$ beider Stoffe, bei gleichem Winkel, um den man sie gebogen hat, der härtere die größere Biegegröße aufweist. Der Vergleich von 1 und 2 (im ungereckten Zustande) ergibt sogar, daß der härtere (2) bei gleichem Biegewinkel die größere Biegegröße erreicht, obgleich sein Dehnungsvermögen ψ_{III} wesentlich geringer ist als das von 1. Dasselbe ergibt sich beim Vergleich von 1 und 1a sowie 2 und 2a. Die Gegenüberstellung von 2 und 1a ergibt Gleichheit der Biegegröße, die dadurch erreicht wird, daß der weichere Stoff 1a durch Vorrecken verfestigt wurde.

Der Biegewinkel, der im Gegensatz zum Dehnungsbegriff ein technologisches Verformungsmaß darstellt, zeigt also auch den Einfluß der Kräfteverhältnisse auf die Verformungsfähigkeit an und ist daher als ergänzende prüftechnische Kennziffer wertvoll. Leider bereitet seine empfindsame Abhängigkeit von den geometrischen Versuchsverhältnissen erhebliche Schwierigkeiten[1].

Verwindung. Wie die Dinge bei der Verdrehung liegen, soll an Hand der Zahlentafel 1 dargelegt werden. Aus der Zahl n der Verwindungen beim Bruch innerhalb einer bestimmten Meßlänge l des Prüfstabes ließ sich für hartgezogenes und weiches Kupfer die maximale Dehnung δ_v auf der Mantelfläche errechnen, wobei die Länge l' und der Durchmesser d', die nach dem Bruch vorhanden waren, zu berücksichtigen sind. Es ergibt sich:

$$\delta_v = 100\left(n\,\frac{\sqrt{\left(\frac{l'}{n}\right)^2 + (d'\pi)^2}}{l} - 1\right).$$

Die Zahlenwerte betrugen 517 bzw. 354%. Diese Zahlen verhielten sich wie die maximalen Dehnungen δ_{III} beim Zugversuch beider Stoffe (vgl. Zahlentafel 1).

Für die Verwindungsfähigkeit oder Verwindungszahl ist mithin wiederum die größte lineare Bruchdehnung δ_{III} in der Einschnürung des Zugstabes ein Maßstab, nicht aber die gebräuchliche lineare Bruchdehnung δ_{10}; denn diese zeigt, wie aus der Tabelle hervorgeht, keine Proportionalität mit der Verwindungsdehnung und gibt unverhältnismäßig geringe Werte an. Auch zeigt sich wieder der geringe Anteil der Streckung an der Verwindungsfähigkeit. Selbstverständlich kann die größte Verwindungsdehnung — ebenso wie es bei der Biegeprobe der Fall war — hinter der Dehnung δ_{III} zurückbleiben, wenn Kerbwirkungen oder Biegebeanspruchungen hinzutreten. Die Duraluminprobe, welche in einer Teilmarke brach, ist hierfür ein Beispiel.

Aus den Zahlenangaben geht hervor, daß die Verwindungsdehnung δ_v größer — für Kupfer doppelt so groß — als die größte Bruchdehnung δ_{III} ist. Dies entspricht den eingangs vertretenen Anschauungen. Beim Verdrehungsversuch fehlt die Einschnürung und damit der räumliche Spannungszustand, der ja beim Zugversuch die Fließwiderstände bis zum Kohäsionswiderstand ansteigen läßt und einen früheren Bruch hervorruft. Worin liegt dann aber die Ursache für den Bruch beim Verdrehungsversuch begründet? Da die Verwindungsmomente bei einem plastischen Werkstoff schon einige Zeit vor Eintritt des Bruches nicht mehr zunehmen, ist ein Anstieg des Formänderungswiderstandes bis zum Trennwiderstand nicht gut denkbar. Es bliebe nur noch die Annahme, daß der Trennwiderstand bis zum Fließwiderstand herabfällt, so daß das Aneinanderhaften der ihrer Größe nach noch voll erhaltenen Querschnitte

[1] In Teilmarke gebrochen.

[1] W. Kuntze, Mitt. Materialpr.-Amt, S. 281 bis 293. 1922.

Digitized by Google

unterbunden wird. Diese Annahme deckt sich mit den später folgenden Versuchsergebnissen über die bei starker plastischer Verformung eintretende Zerrüttung des Kohäsionswiderstandes.

Beziehung der Dehnungsformen zur Verfestigung und Zerrüttung der Werkstoffe.

Nach den bisherigen Versuchen ergab sich, daß, sofern beide Dehnungsarten einem Stoffe eigen sind, diese sich stets summierten und so das gesamte Maß der Verformung bedingten. Die Summe fiel aber zahlenmäßig verschieden aus, je nach der Art der Beanspruchung oder der Spannungsverhältnisse, welchen das Werkstück beim Versuch unterworfen wurde, und welche den Grad der Einschnürdehnung beeinflußten. Die Dehnfähigkeit eines Stoffes ist mithin kein konstanter Begriff, sie ist von der jeweiligen Verhältniszahl zwischen Trennwiderstand und Fließwiderstand abhängig. Vermag man unter geeigneten Umständen die Fließgrenze soweit zu erhöhen, daß sie den Trennwiderstand erreicht, so wird

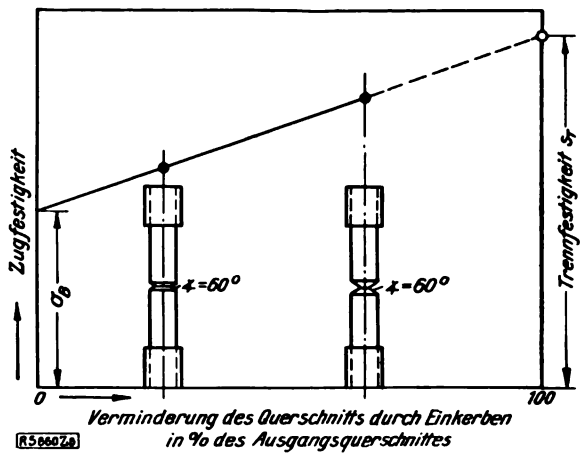


Abb. 8. Ermittlung der Trennfestigkeit aus den Festigkeitswerten eingekerbter Zugproben.

für diesen Fall der sonst dehnfähige Körper spröde brechen. Diese auch in der Praxis auftretende Möglichkeit schränkt die Bedeutung der Dehnfähigkeit erheblich ein.

Ein mehr oder weniger spröder Bruch ist durch Einkerbungen zu erreichen. Mit Hilfe der Extrapolation der Zugfestigkeiten verschieden tief gekerbter Rundproben nach der Grenze vollkommener Einkerbung hin, erzielt man nach Abb. 8 die Trennfestigkeit s_T. Diese Extrapolation verläuft nach bisherigen Erfahrungen bei plastischen Stoffen geradlinig und erleichtert dadurch die Auffindung des Grenzwertes[1]. Ermittelt man diesen am verformten Werkstoff, so läßt sich feststellen, daß er nach Verformung im Gebiete der kristallinischen Streckung geradlinig mit dem Verformungsgrad (als Querschnittsverminderung aufgetragen) ansteigt. Ein bis ins Einschnürgebiet vorgereckter Stoff zeigt aber wieder eine Abnahme der Trennfestigkeit. Die bei steigender Vorformung ermittelte Kurve der Trennfestigkeitswerte ist für eine Anzahl Werkstoffe in Abb. 9 der gewöhnlichen Kurve der wahren Spannungen, die ja bei steigender Verformung die jeweiligen Fließwiderstände wiedergibt, gegenübergestellt worden. Da wo beide Kurven sich schneiden, also der Trennwiderstand vom Fließwiderstand erreicht wird ($s_{III} = s_{TIII}$) muß der Bruch eintreten. Es liegt hierbei die Möglichkeit vor, daß wegen einer verschiedenen Spannungsverteilung über dem Bruchquerschnitt des eingeschnürten Zugstabes der Bruch schon etwas früher eintritt ($s_{III} < s_{TIII}$),

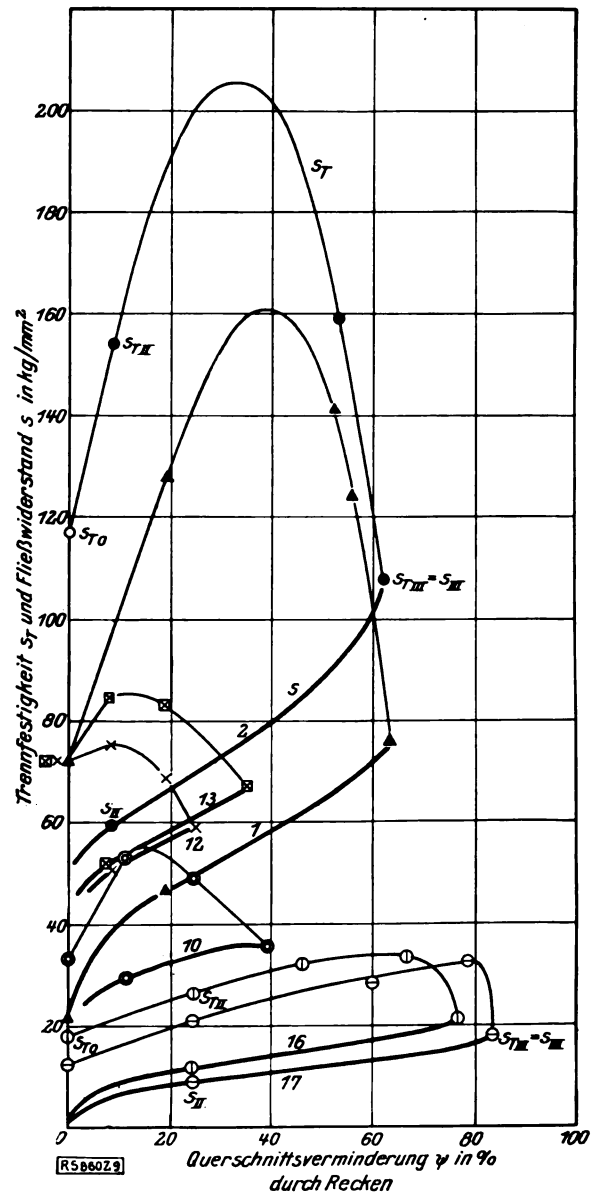


Abb. 9. Trennwiderstand und Fließwiderstand beim Recken von Zugstäben verschiedener Werkstoffe (vgl. Abb. 10).

als der Schnittpunkt beider Kurven andeutet. Dies würde aber grundsätzlich an den geschilderten Vorgängen nichts ändern.

Entsprechend den Änderungen der Trennfestigkeitswerte gewinnen nun beide Dehnungsformen eine gesonderte Bedeutung: Die kristalline Streckung ist mit der Steigerungsfähigkeit der Trennfestigkeit und damit auch mit der Verfestigungsfähigkeit des Stoffes verbunden. Die Einschnürung hängt mit der Neigung des Stoffes zur Herabminderung der Trennfestigkeit infolge banaler Verformungen zusammen.

[1] W. Kuntze: Arch. Eisenhüttenwes. Bd. 2, S. 109 bis 117. 1928. Vgl. auch S. 7.

Digitized by Google

Da die Trennfestigkeit die oberste Grenze möglicher Festigkeit des Stoffes unter wechselnden Beanspruchungsarten darstellt, so kann man die Verfestigungsfähigkeit der Werkstoffe durch denjenigen Grad s_{TII} der Trennfestigkeit ausdrücken, den ein bis zum Einschnürbeginn vorgereckter Stoff erreicht hat. Es ist nach Abb. 10:

$$s_{TII} = s_{T_0}(1 + \psi_{II}\,\mathrm{tg}\beta);$$

s_{T_0} bedeutet die Trennfestigkeit im Ausgangszustand. Nach Abb. 11 ist

$$s_{T_0} = \sigma_B(1 + 100\,\mathrm{tg}\alpha)\,.$$

Mithin

$$s_{TII} = \sigma_B(1 + 100\,\mathrm{tg}\alpha)\,(1 + \psi_{II}\,\mathrm{tg}\beta)\,.$$

D. h. die Trennfestigkeit im gereckten Zustand hängt von vier Stoffkonstanten ab: Vom Gleitwiderstand σ_B = Zugfestigkeit, von der Streckung ψ_{II}, vom Zunahmeverhältnis $\mathrm{tg}\alpha$ (Trennungsfaktor) zwischen Gleitwiderstand und Trennwiderstand und vom Zunahmeverhältnis $\mathrm{tg}\beta$ (Verfestigungsfaktor) zwischen Trennwiderstand des ungereckten und des gereckten Stoffes. Die Größen $\mathrm{tg}\alpha$ und $\mathrm{tg}\beta$ sind nicht voneinander abhängig wie aus der verschiedenen Einordnung der behandelten Werkstoffe nach beiden Begriffen in Abb. 10 bzw. 11 hervorgeht.

Es folgt nun, daß:

$$\psi_{II} = \frac{s_{TII} - s_{T_0}}{s_{T_0}}\cot\beta$$

ist, was bedeutet, daß die Größe der Streckung eines Stoffes gleich seiner Trennfestigkeitszunahme während des Streckens dividiert durch seinen Verfestigungsfaktor ist, d. h. von seinen Kohäsionseigenschaften abhängt.

In Abb. 12 ist der weitere Verlauf der Trennfestigkeitsänderung im Einschnürgebiet dargestellt. Es sind alle Kräfte auf $s_{TII} = 1$ bezogen. Die Querschnittsänderungen zählen in Prozenten, ausgehend vom Querschnitt bei Einschnürbeginn. Die Kurven der Trennfestigkeitswerte schließen sich tangential an die durch Abb. 10 gegebenen Graden an, deren Richtungswinkel wegen des anderen Maßstabes jetzt mit β' bezeichnet werden soll. Da die Verfestigung als unabhängig von der Art der Verformung betrachtet wird[1], könnte man annehmen, daß die Zunahme der Trennfestigkeit auch weiterhin geradlinig verlaufen würde. Da sie jedoch einen Höchstwert durchschreitet, so kommt man zu der Schlußfolgerung, daß die weitere Verfestigung von einer gleichzeitig einsetzenden Zerrüttungsvorgang, der einer Trennfestigkeitsabnahme entspricht, überdeckt wird. Der Unterschied zwischen dem bei einer bestimmten Einschnürung ψ'_x aus der geradlinigen Verlängerung zu errechnenden Verfestigungswert $1 + \psi'_x\,\mathrm{tg}\beta'$ und dem aus der Kurve zu entnehmenden Trennfestigkeitswert $\frac{s_{Tx}}{s_{TII}}$ ergibt:

$$Z_x = 1 + \psi'_x\,\mathrm{tg}\beta' - \frac{s_{Tx}}{s_{TII}}$$

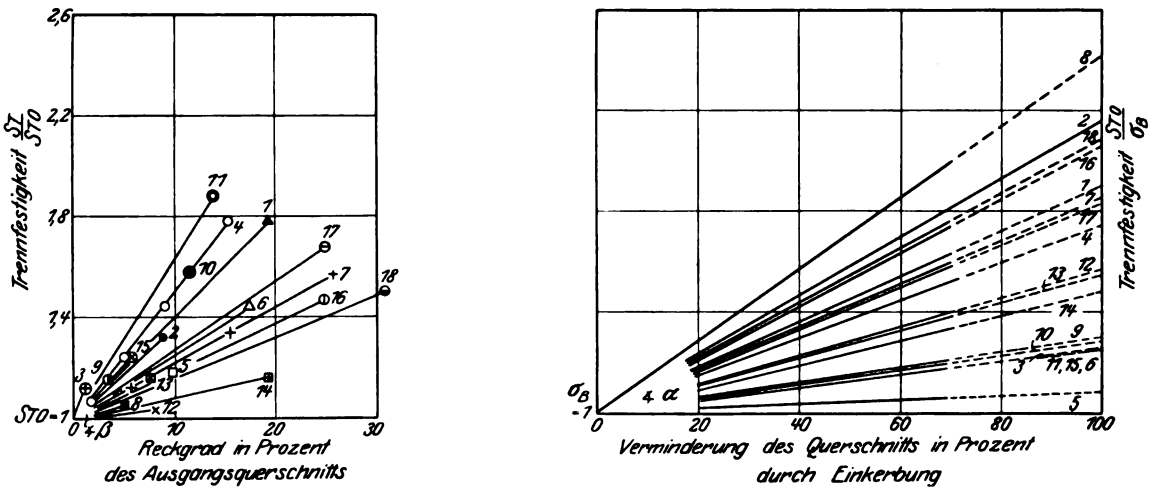


Abb. 10 und 11. Trennfestigkeitszunahme im Gebiet der Streckung und Festigkeitszunahme bei Einkerbung.

Werkstoffe: *1, 2, 3* = Flußstahl geglüht, 800°, 1200° abgeschreckt; *4* = Baustahl 48; *5* = Tiegelgußstahl 0,5–0,6% C; *6* = Ms 58; *7,8* = Kupfer geglüht bzw. hartgezogen; *9* = Magnesium; *10, 11* = Duralumin 681b geglüht; *12, 13* = desgl. veredelt; *14* = Lautal V. L.W. 14; *15* = Elektron AZM; *16* = handelsübliches Reinaluminium; *17, 18* = Aluminium 99,9% geglüht, von der Aluminium Co. of Am. (Probe 17 war durch Umgießen porös geworden).

Um hieraus die reine örtliche Brucheinschnürung ψ'_{III} zu erhalten, wäre an Stelle s_{Tx} der entsprechende Wert s_{TIII}, oder, wenn man sich mit einem angenäherten Ergebnis begnügen will, die wahre Zugspannung s_{III} einzusetzen.

Die örtliche Brucheinschnürung eines Werkstoffes ergibt sich demnach aus dem Unterschied zwischen seiner Trennfestigkeitszunahme und Zerrüttung während des Einschnürens, dividiert durch den Verfestigungsfaktor und ist mithin ebenfalls von seinen Kohäsionseigenschaften abhängig.

[1] P. Ludwik, Elem. der Technol. Mechanik, Berlin 1909.

Digitized by Google

Die Größe der Streckung ist entgegen der geläufigen Anschauung allein kein Maßstab für die Verfestigungsfähigkeit, sondern der Verfestigungsfaktor $\operatorname{tg}\beta$ spielt die ausschlaggebende Rolle. Kleine Streckungen mit großer Verfestigung sind nach Abb. 10 ebenso häufig, wie große Streckungen mit kleiner Verfestigung. Der Wert der Streckung liegt daher nicht in ihrer zahlenmäßigen Größe.

Eine große örtliche Einschnürung läßt hingegen immer darauf schließen, daß das Zusammenwirken von Verfestigung und Zerrüttung günstig ist. Der Wert der Einschnürung liegt daher in seiner zahlenmäßigen Größe auch schon deshalb, weil mit ihr die gesamte Verformungsfähigkeit erschöpft ist.

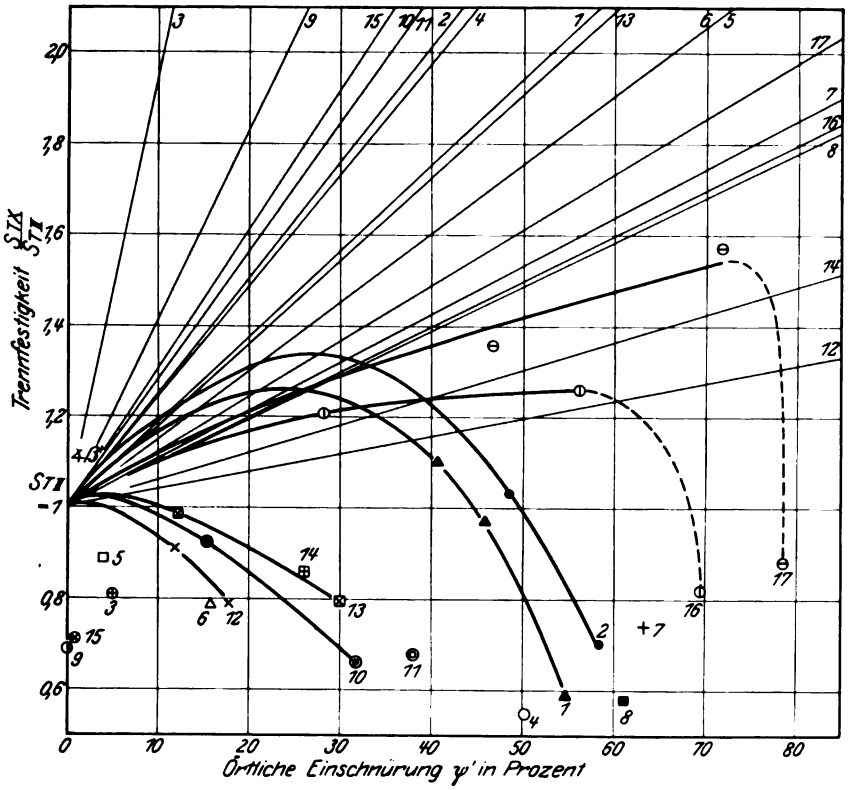


Abb. 12. Trennfestigkeitsverlauf im Gebiete der örtlichen Einschnürung. Werkstoffe siehe Abb. 10.

aus nicht so selbstverständlich, weil die Kerbzähigkeit eine Arbeitsgröße darstellt, die bei Stoffen gleicher Dehnfähigkeit für den festeren den größeren Wert erwarten lassen sollte. Nun ist aber schon an Hand der Abb. 7 erläutert worden, daß erfahrungsgemäß beim plastischen Biegevorgang der festere Stoff beim gleichen Biegewinkel eine größere Verformung an der meist gedehnten Stelle erleidet als der weniger feste, woraus unmittelbar folgt, daß bei letzterem die Verformung sich dafür um so weiter nach den Schenkelenden zu erstrecken muß. Der festere Werkstoff bricht mithin bei kleinerem verformten Gesamtvolumen als der weniger feste, selbst, wenn das am Zugstab gemessene Dehnvermögen für beide Stoffe gleich ist. Diese Wirkung wird mit der Schärfe der Einkerbung und der Größe der Schlaggeschwindigkeit vermehrt und sie hebt den Einfluß der Festigkeit auf den Arbeitswert auf. Nur so ist es erklärlich, daß in so vielen Fällen die Kerbzähigkeit ähnlich der Brucheinschnürung verläuft und der Einfluß der Festigkeit aufgehoben ist.

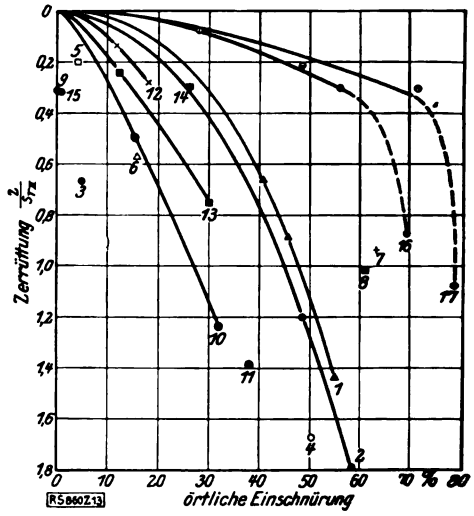


Abb. 13. Zerrüttungsverlauf im Gebiete der örtlichen Einschnürung ψ' Werkstoffe s. Abb. 10.

Beziehungen der Bruchdehnung zu dynamischen und Arbeitsgrößen.

Kerbzähigkeit. Sind ungünstige Prüfungsverhältnisse in bezug auf Probengestalt, Schlaggeschwindigkeit und Temperatur vorhanden, so kann der Formänderungswiderstand soweit ansteigen, daß er die Trennfestigkeit ohne vorangehende Verformung erreicht. Es entsteht alsdann der spröde Bruch und die vorhandene gute statische Dehnfähigkeit des Stoffes hat so gut wie keine Bedeutung. Dieser Fall tritt häufig bei Stählen und bei Zink ein, bei denen es eine Hoch- und Tieflage der Kerbzähigkeit gibt und bei denen, wenigstens bei Eintritt der Tieflage, die Kerbschlagprobe etwas gänzlich anderes ergibt als die Bruchdehnung des Zugversuches erwarten lassen sollte.

Bei Eintritt der Hochlage und bei fast allen Nichteisenmetallen verläuft aber die Kerbzähigkeit ähnlich der Bruchquerschnittsverminderung ψ_{III}. Das ist durch-

Nicht die absolute Festigkeit, wohl aber das Größenverhältnis zwischen Trennwiderstand und Fließwiderstand hat auf die Größe des verformten Volumens in der Nachbarschaft des Kerbs ausschlaggebenden Einfluß. Dies Verhältnis ist nicht nur im ungünstigen Sinne beim spröden Bruch des Stahles wirksam, sondern auch im günstigen Sinne bei guter Vergütung auf Kerbzähigkeit. Wird nämlich durch entsprechende Vergütung auch bei verringertem statischen Dehnvermögen dies Verhältnis günstiger, so kann die Kerbzähigkeit trotz geringer statischer Dehnung sehr hoch ausfallen.

Wegen dieser Zusammenhänge ist die Beobachtung des statischen Dehnvermögens im Vergleich mit der Kerbzähigkeit für die Prüfmethodik sehr wichtig. Die Abweichungen der Kerbzähigkeit von einer sehr gut zu ermittelnden Gesetzmäßigkeit zwischen Bruchquerschnittsverminderung des Zugstabes und der Kerbzähigkeit in der Hochlage bei geglühten Werkstoffen ver-

Digitized by Google

mögen Klarheit über die Ursachen zu geringer oder guter Kerbzähigkeit zu geben, wobei Strukturveränderungen sei es diejenigen der Kaltverformung, Vergütung, Überhitzung, ferner der Einfluß der Prüftemperatur auf den dynamischen Verformungswiderstand deutlich zutage treten[1].

Die Bruchquerschnittsverminderung ψ_{III} ist ein Ausgangsmaßstab, nach welchem starke Abweichungen der dynamischen von den statischen Vorgängen mit Hilfe der Kerbschlagprobe zu erkennen sind. Ursache solcher Abweichungen ist die Veränderlichkeit des Verhältnisses zwischen Trennwiderstand und Fließwiderstand.

Schwingungsfestigkeit. Nach neueren Untersuchungen[2] ist es von gleicher Wirkung, ob die Ermüdungsarbeit eines Werkstoffes aus vielen kleinen sich summierenden plastischen Verformungen sich zusammensetzt oder aus einer einzigen großen hervorgeht, wie sie beim Zerreißen des Zugstabes auftritt. Man kann somit auch annehmen, daß der in den Abb. 9, 12, 13 dargestellte Zerrüttungsvorgang im Fließkegel auch schon bei kleinsten plastischen Hin- und Herschiebungen eintritt, sobald deren Häufigkeit groß genug ist. Dies erklärt, daß eine Zerrüttung auch bei Belastungen auftreten kann, die wesentlich kleiner als die Zugfestigkeit sind[3]. In diesem Falle spricht man von der Ermüdung des Werkstoffes. Für die Höhe der Schwingungsfestigkeit spielt aber außerdem die Veränderlichkeit des Verformungswiderstandes und die Verfestigung eine Rolle, so daß man aus dem Dehnungsvermögen kaum Schlüsse auf die Schwingungsfestigkeit ziehen kann. Auch wenn man die „Dämpfung" als plastischen Verformungsanteil bei der Schwingung ansieht, so lehrt doch die Erfahrung, daß ihr Vorhandensein nicht von der Größe des statischen Verformungsvermögens abhängt.

Wechselschlagzahl. Bei verhältnismäßig großen Fallgewichten ordnen sich die Stoffe hinsichtlich ihrer Wechselschlagzahl nach der Kerbzähigkeit ein, bei geringeren Fallgewichten tritt die Ermüdung in Erscheinung und die Schlagzahl wird sich etwa nach der Höhe der E-Grenze oder Streckgrenze richten. Dies sei in Abb. 14 durch einige Stichversuche erläutert. Daß bei diesen Vorgängen die Dehnung hinsichtlich der Beurteilung kaum eine Rolle spielen kann, wird sofort klar.

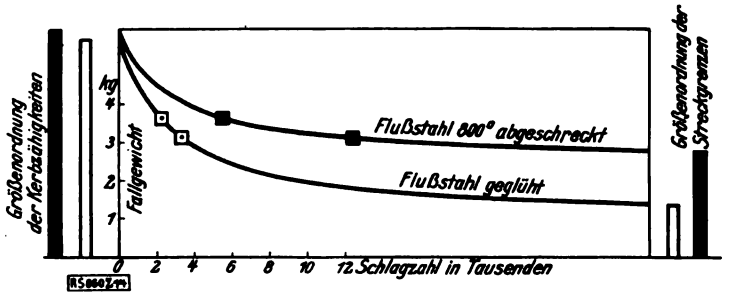


Abb. 14. Beziehungen der Wechselschlagzahl unter Verwendung verschiedener Fallgewichte zur Kerbzähigkeit und Streck- oder Elastizitätsgrenze.

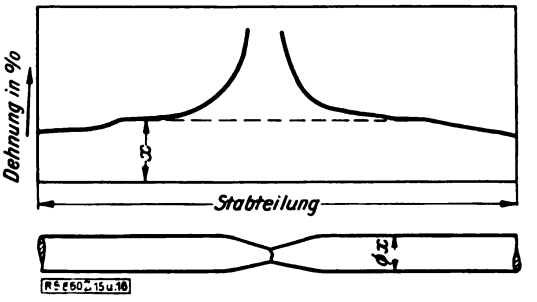


Abb. 15 und 16. Ermittlung der Streckung im Dehnungsbild der Stabteile bei x oder als Durchmessermessung am Stabrest bei x.

Prüfbewertung und Prüfpraxis.

Aus der vergleichenden Gegenüberstellung vom Zugversuch mit der Faltprobe und Verwindungsprobe ging hervor, daß ein dehnfähiger Werkstoff fähig ist, mehrere hundert Prozent linearer Dehnung zu ertragen. Der Begriff der Bruchdehnung δ_{10} vermag aber nur etwa ein Zehntel davon anzuzeigen. Wenn hierdurch schon die zahlenmäßige Bewertung der Plastizität durch die Dehnung δ_{10} unklar wird, so ordnet sie ferner die Werkstoffe nicht nach ihrer wahren Dehnfähigkeit richtig ein, weil die hierfür wichtigere Einschnürdehnung dem Zahlenmaß nach vernachlässigt und die Streckung zum größeren Anteile bewertet wird. Die so wichtige Tatsache, daß bei den Werkstoffen der Anteil von Streckung und örtlicher Einschnürung am Gesamtwert der Dehnung den Gütegrad bedingt, kommt in der linearen Bruchdehnung δ_{10} gar nicht zur Geltung. Von zwei Stoffen gleicher linearer Bruchdehnung kann der eine ohne Fließkegel, der andere bei stark ausgeprägtem Fließkegel brechen. Der letztere erweist sich bei verschiedenartiger statischer Beanspruchung weit verformungsfähiger als ersterer, der zudem bei dynamischer Beanspruchung sich gänzlich spröde verhalten wird.

Aus älteren einschlägigen Schriften, besonders von Martens und Considère kann man ersehen, daß die Unvollkommenheit des linearen Dehnungsbegriffes damals schon erkannt war, daß aber aus praktischen Gründen die Einfachheit und Klarheit der Begriffsbestimmung sowie der methodischen Ermittlung im Vordergrund stand. Bei den heutigen gesteigerten Anforderungen hinsichtlich der Werkstoffkenntnis und Ausnutzung kann die Kennziffer δ_{10} allein nicht mehr genügen. Es sei in diesem Sinne auch auf die Anschauungen von P. Ludwick[1] und G. Sachs[2] verwiesen.

Ein Schritt vorwärts ist damit getan, daß neben der linearen Dehnung δ_{10} stets auch die Bruchquerschnittsverminderung ψ_{III} festgestellt wird, wie dies im Staat-

[1] W. Kuntze: Metallwirtsch. Bd. 8, S. 992 u. 1011. 1929; Arch. Eisenhüttenwes. Bd. 2, S. 583. 1929. Vgl. auch S. 44 u. 27.

[2] Karl Ljungberg: Tekn. Tidskr., S. 409. 1928, vgl. Z. V. d. I. Bd. 73, S. 830. 1929.

[3] W. Kuntze: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1488 bis 1492. 1928. Vgl. auch S. 17.

[1] Z. Metallkunde Bd. 16, S. 207. 1924.

[2] Sachs-Fiek: Der Zugversuch. Akad. Verlagsges. Leipzig 1926.

Digitized by Google

lichen Materialprüfungsamt seit Jahren geschieht. Leider ist dieser Grundsatz in den meisten der vorherrschenden Lieferungsvorschriften und Abnahmebedingungen noch nicht enthalten.

Auch bei Verfolgung dieser Regel kommt die Unterteilung der Gesamtverformung in örtliche Einschnürung und Streckung noch nicht klar genug zum Vorschein. Es wäre daher zu begrüßen, wenn auch die Ausmessung des Stabquerschnittes nach erschöpfter Streckung allgemein Eingang fände. Diese Messung, die einfacherweise nach dem Zugversuch in der Mitte zwischen Kopf und Bruchstelle am längeren Stabrest (bei x in Abb. 16) erfolgen kann, ermöglicht die Ermittlung der Streckung sowohl als lineares als auch als Querschnittsmaß nach Gleichung 3 und 1, der örtlichen Einschnürung nach Gleichung 2. Die größte Gesamtdehnung wäre aus der Gesamtquerschnittsverminderung nach Gleichung 4 zu ermitteln. Außer diesen Werten kann dann die Angabe von δ_{10} weiterhin beibehalten werden. Bei Ausmessung der einzelnen Teilintervalle über die ganze Stablänge hinweg, läßt sich nach graphischer Auftragung der Dehnung über den einzelnen Teilintervallen auch nach Abb. 15 bei x die Streckung in Prozenten entnehmen.

Bei der Prüfung von Blechen wird dies Verfahren durch den Einfluß der Probenbreite hinfällig[1]. Da für die Beurteilung der Eigenschaften von Blechen besonders die Einschnürfähigkeit von größter Bedeutung ist, so dürfte die gesonderte Messung der Einschnürfähigkeit oder ein Ersatz hierfür in irgendeiner Form zu erstreben sein, obgleich schon der Ermittlung von ψ_{III} bei Blechen große Schwierigkeiten im Wege stehen[2].

Bei Beachtung dieser Richtlinien muß mit der Möglichkeit gerechnet werden, daß manche Werkstoffe eine andere Bewertung ihrer Brauchbarkeit erfahren werden, als es unter Berücksichtigung der linearen Bruchdehnung δ_{10} der Fall ist.

Considère hat die Verhältniszahl δ_{II}/δ_{III} als Gütezahl und mithin die versuchstechnische Ermittlung beider Einzelwerte vorgeschlagen. Martens zweifelt deren Bedeutung nicht an, hält aber die Ermittlung von f_{II} für unsicher. Wenn auch eine gewisse Unsicherheit zugegeben werden muß, so bedeutet diese nichts gegenüber den Vorteilen bei der Gütebeurteilung, die mit einer Aufteilung des sehr willkürlichen Begriffes der linearen Bruchdehnung δ_l in die beiden Einzelkennziffern verbunden ist.

Die Güte eines Werkstoffes hängt weder von einer möglichst großen Gesamtdehnung noch Bruchquerschnittsverminderung ab (vgl. Ludwik a. a. O.). Die beste Vergütung entspricht erfahrungsgemäß einer verhältnismäßig geringen Streckung, verbunden mit einer großen Einschnürung; also zusammengenommen bei einer nicht sehr großen Bruchdehnung δ_{10}. Diese Erfahrung ist bei den Erzeugern von Werkzeug- und Sonderstählen schon längst Allgemeingut geworden, sie sollte auch durch den Konstrukteur, insbesondere bei Verwendung hochwertiger Verbindungsteile geringer Abmessungen, Beobachtung finden[1].

Die Sicherheit einer Konstruktion sowohl im Gebiete der Bauwerke als auch der Maschinen liegt nicht in der Gesamtgröße der Bruchdehnung, sondern in der Verfestigungsfähigkeit des Werkstoffes, die — am vergüteten oder legierten Werkstoff — bei kleinerer Streckung meist größer ist als im Zustande größter Streckung oder auch größter Bruchdehnung. Wird hierdurch sehr schnell ein Kräfteausgleich zwischen einem durch Überbeanspruchung nur geringfügig gerecktem Konstruktionsteil und dem unversehrten geschaffen, so bietet ein großes örtliches Einschnürvermögen bei meist gleichzeitig hoher Kerbzähigkeit die Sicherheit gegen den gefahrvollen spröden Bruch. Es ist allerdings durch Versuche stets nachzuprüfen, ob die Hochlage im praktischen Temperaturbereich liegt. Daß bei besonderer Vergütung auf Kerbzähigkeit auch kleinen Einschnürungen große Kerbzähigkeitswerte entsprechen können, wurde schon erwähnt. Die Gefahr könnte dann statischer Natur sein, wenn größere Verformungen zu erwarten wären, was aber meist nicht der Fall ist, da für statische Beanspruchungen die Rechnungsgrundlagen sicherer sind.

Für die Sicherheit gegen Schwingungen spielt die Dehnfähigkeit, wie schon erwähnt wurde, keine Rolle, auch ist die Schwingungsfestigkeit nach bisherigen Ermittlungen wenig von Strukturveränderungen abhängig. Eine auffallende Tatsache ist ferner, daß bei Werkstücken, die unter angeblichen Schwingungsbeanspruchungen gebrochen waren, bei der Nachprüfung meist eine gute Schwingungsfestigkeit, aber zu geringe Kerbzähigkeit gefunden wurde.

Da mit der Streckung die Verfestigungsfähigkeit eng zusammenhängt, liegt es nahe, der Streckung die Hauptbedeutung für die Güte eines Werkstoffes zuzuschreiben. Diese Auffassung ist an und für sich richtig. Es gibt aber wenige der wichtigen Baustoffe, deren Streckung 30% übersteigt. Dieses Maß ist so gering, daß es an gefährlichen Querschnitten bei gefahrbringender Beanspruchung, z. B. Kerbwirkung und Biegen, örtlich schnell zu überwinden ist. Tritt dann, wenn keine örtliche Einschnürfähigkeit da ist, die Zerrüttung unmittelbar hinterher ein, so ist trotz vorhandener guter Streckung der Bruch nicht aufzuhalten. Auf diese Weise ist beispielsweise der verfrühte Bruch der eingeklammerten Duraluminprobe in Abb. 6 zu erklären, bei welcher an einer eingeritzten Teilmarke die örtliche Überschreitung der Streckung auftrat, bevor die zu erwartende Biegefähigkeit der ganzen Probe erreicht war. Wenn örtliche starke Verformungen besonders bei Querschnittsübergängen möglich sind, so ist eine gute örtliche Einschnürung unbedingt erforderlich.

Zu warnen ist davor, sehr stark plastisch beanspruchte Werkstücke durch Ausglühen wieder in den Ausgangszustand versetzen zu wollen. Eine eingetretene Zerrüttung ist durch Ausglühen nicht wieder zu beseitigen. Bei einer hartgezogenen und weichen Kupferstange, die nach Zahlentafel 1 und Abb. 17 eine Verwin-

[1] G. Sachs und W. Stenzel: Metallwirtsch. Bd. 8, S. 547 bis 556. 1929.

[2] W. Kuntze und G. Sachs: Stahleisen Bd. 47, S. 219. 1927. Mitt. Sonderh. III. 1927.

[1] W. Kuntze: Z. V. d. I. Bd. 73, S. 471 bis 649. 1929. Vgl. auch S. 35.

Digitized by Google

dungsdehnung von 354 bzw. 517% aufwiesen, betrug diese nach darauf folgendem Ausglühen 50 bzw. 20%, also nur $^1/_7$ bzw. $^1/_{18}$ des ursprünglichen Wertes. Bemerkenswert ist, daß hierbei die vorher stärker verwundene Probe durch Zerrüttung am meisten eingebüßt hatte[1].

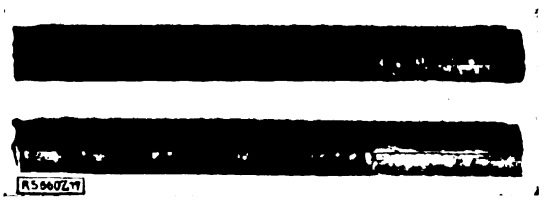


Abb. 17. Verwindungsspiralen an einer harten und weichen (oben bzw. unten) Kupferprobe (enge Spiralen) und an den nach der ersten Verwindung ausgeglühten Proben (weite Spiralen).

Dem ehemaligen Präsidenten des Staatl. Materialprüfungsamtes und Direktor des K. W. I. für Metallforschung, Herrn Unterstaatssekretär a. D. Prof. Dipl.-Ing. W. v. Moellendorff schulde ich besonderen Dank für die Zuwendung von Geldmitteln für Forschungszwecke, die teilweise für die vorliegenden Versuche verwendet wurden.

Gleichzeitig möchte ich an dieser Stelle der Firma Berg-Heckmann-Selve A.-G. und des Herrn Oberingenieur W. Wunder im AEG-Kabelwerk, Oberspree, dankend Erwähnung tun, die durch Materialbeschaffung und Bearbeitung die Untersuchung unterstützen halfen.

Zusammenfassung.

Es wird auf die Unzulänglichkeit der linearen Bruchdehnung δ_{10} für die Beurteilung der Güte der Werkstoffe hingewiesen. Die plastische Biege- und Verwindefähigkeit kann nur nach der Gesamteinschnürung ψ_{III} und besonders der aus dieser zu errechnenden maximalen linearen Dehnung δ_{III} nicht aber nach der Bruchdehnung δ_{10} beurteilt werden.

Unter Zerlegung der Gesamtdehnung in „Streckung“ und „örtliche Einschnürung“ wird nachgewiesen, daß mit ersterer eine Verfestigung oder Erhöhung der Trennfestigkeit, mit der örtlichen Einschnürung dagegen eine Zerrüttung (Ermüdung) oder Herabsetzung der Trennfestigkeit verbunden ist.

Zur Bewertung der Streckung genügt nicht allein ihre Größe; denn diese ist meist zu gering, um plastische Überbeanspruchungen örtlicher Natur auszugleichen. Wichtiger ist der Verfestigungsgrad, der bei kleiner Streckung also auch kleinem δ_{10} häufig größer ist als bei großer. Eine große örtliche Einschnürung, die auch in einem kleinen δ_{10} enthalten sein kann, schützt dagegen vor zu früher Zerrüttung des Kohäsionswiderstandes und damit vor dem Bruch.

Es wird gefolgert, daß der Grundsatz: Größte lineare Bruchdehnung δ_{10} bedeutet Sicherheit gegen Bruchgefahr — nicht richtig ist.

Es muß damit gerechnet werden, daß manche Werkstoffe unter Festlegung beider Einzelbegriffe eine andere Bewertung ihrer Brauchbarkeit erfahren als unter Berücksichtigung der linearen Bruchdehnung. Der methodischen Ermittlung beider Dehnungsbegriffe stehen keine Schwierigkeiten im Wege, da nur eine einzige weitere Querschnittsmessung hierzu erforderlich ist.

Für dynamische Kennziffern wie Kerbzähigkeit, Schwingungsfestigkeit, Wechselschlagzahl spielt neben der Fließgrenze und ihrer Veränderlichkeit die Trennfestigkeit und ihre Zerrüttung eine Rolle.

[1] Vgl. auch K. Laute und G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1188. 1928.

Über die Kerbgefahr.

Von **W. Kuntze**[1].

Die Anschauungen über die Auswirkungen der Kerbe auf Festigkeit und Bruch sind heute immer noch einander widersprechend. Vorherrschend ist die Meinung, daß infolge der nachgewiesenen örtlichen Spannungserhöhung im Kerbgrund der Bruch hier so zeitig beginnt, daß die mittlere Festigkeit des ganzen Querschnitts geringer bleibt, als wenn keine Kerbe vorhanden wäre[2].

Die Anschauung des festigkeitsvermindernden Einflusses ungleichmäßiger Spannungsverteilung hat vor allem C. von Bach[3] vertreten und sie auch durch Versuche mit Gußeisen belegt, das um so geringere Festigkeit ergab, je tiefer die Einkerbung war. Bei zähen Metallen wird dieser Vorgang nach C. von Bach allerdings von einer festigkeitserhöhenden Einwirkung überdeckt, infolge Behinderung der Querzusammenziehung in der Kerbe wird nämlich der Gleitwiderstand und damit die Festigkeit erhöht.

Dieser Eigenschaft wird in der Praxis bei der Bemessung zäher Werkstücke nicht Rechnung getragen, vermutlich, weil man über das Ausmaß der Festigkeitserhöhung keinen Anhalt hat und besonders bei erhöhter Beanspruchung hinzutretende schädliche Einflüsse, wie unberechenbare Biegung oder Schlagwirkung fürchtet. Die Werkstücke werden also meist nur auf Grund einer angenommenen festigkeitsmindernden Einwirkung bemessen, indem man entsprechend der Spannungserhöhung im Kerbgrund die zulässige Beanspruchung herabsetzt, um einen Ausgleich zu schaffen.

Abhängigkeit größter Randspannungen von Kerbform und Tiefe.

Hinsichtlich der Spannungserhöhung im Kerb stützt man sich auf die Erfahrungen, die teils theoretisch, teils versuchsmäßig vorliegen. Sie beziehen sich zum größeren Anteile auf die kreisrunde Kerbe, die in der Gestalt von Bohrungen, von Randkerben, von abgesetzten oder

[1] Original: Z. V. d. I. Bd. 74, S. 78 bis 82. 1930.

[2] Einschlägige Literaturangaben über die Kerbwirkung siehe F. Laszlo: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 851. 1928; W. Schwinning: Z. V. d. I. Bd. 73, S. 321. 1929 und A. Wewerka: Masch.-B.-Zg. Bd. 8, S. 33. 1929.

[3] Elastizität und Festigkeit. Berlin: Julius Springer 1924.

Digitized by Google

gerillten Wellen mehrfach untersucht worden ist. Aus der Betrachtung dieser Kerbform ist nun häufig die irrige Meinung entstanden, daß grundsätzlich Einkerbungen geringer Tiefe einen größeren Kerbeffekt erzielen als tiefe. Aus der Tatsache nämlich, daß die gelochte unendlich große Platte unabhängig von der Größe des Lochhalbmessers einen sich gleichbleibenden Größtwert tangentialer Randspannungen an der Bohrung aufweist,

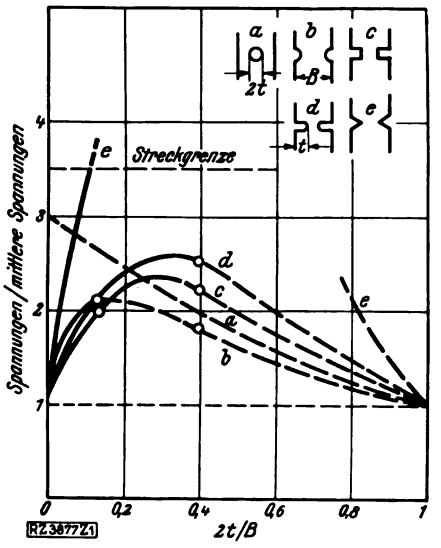


Abb. 1. Veränderlichkeit der elastischen Anspannungen im Kerbengrund mit zunehmender Kerbtiefe bei unveränderter durchschnittlicher Zugspannung von Flachstäben.
a = nach Peterson; *b*, *c*, *d*, *e* = nach Preuß; vgl. A. Wewerka und F. Laszlo[1]). Bei Stabform *c* und *d* bleibt die Kerbbreite unveränderlich. Spannungslinie *e* wird durch Eintritt der Plastizität unterbrochen.

wird häufig geschlossen, daß ihr in der Wirkung eine endliche Platte mit unendlich kleiner Bohrung gleichzusetzen ist. Dies veranschaulicht Linie *a*, Abb. 1, in der der Spannungswert an der Bohrung vom Halbmesser Null gleich der größten Randspannung der gelochten unendlichen Platte bei einachsigem äußeren Kraftangriff angenommen worden ist, vgl. A. Wewerka und F. Laszlo[1].

Dieser Ansatz ist im mathematischen Sinne unmöglich und es ist auch praktisch nicht ausdenkbar, daß die Bohrung vom Halbmesser Null den Spannungsgrößwert aufweisen soll, vielmehr muß, wenn keine Bohrung da ist, der geringere mittlere Spannungswert vorhanden sein. Der Anfangsverlauf der Linie *a* müßte daher wie die Linie *b* einen Anstieg aufweisen. Der Abfall der Spannungen bei darauffolgender tieferer Einkerbung folgt aus der nunmehr eintretenden, verhältnismäßigen Verflachung der Kerbe, wie dies Abb. 2 an einem Flachstab mit halbkreisförmiger Randkerbe darstellt; eine sehr tiefe Kreiskerbe erzeugt, wie das durch Schraffierung deutlich gemacht ist, fast wieder den Ausgangszustand ohne Kerbe, und die Spannungen müßten sich der mittleren Zugspannung des ungekerbten Stabes nähern. Bei den Kerbformen *c* und *d*, Abb. 1, tritt die Spannungserhöhung

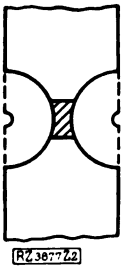


Abb. 2. Schematische Darstellung der Abnahme der Kerbwirkung mit der Kerbtiefe bei halbkreisförmiger Einkerbung.

[1] Siehe Fußnote 2, S. 71.

bis zu tieferer Einkerbung hin auf, wie sich leicht aus den Versuchen von Preuß entnehmen läßt. Bei der Form *e*, Abb. 1, ist der noch später eintretende Abfall nur durch die kreisförmige Unschärfe des Schneidestahles bedingt. Außerdem wird hier der elastische Spannungsanstieg vorzeitig durch die eintretende Plastizität gestört. Nur die stark ausgezogenen Spannungslinien entsprechen demnach der eigentlichen, zunehmenden Kerbwirkung mit der Kerbtiefe, wohingegen der abfallende (gestrichelte) Linienzug aus der verhältnismäßigen Verflachung der Kerbform folgt.

Verschiedenartiger Einfluß größter Kerbspannungen bei Zug und Biegung auf die Festigkeit.

Gleichen Verlauf nehmen die Zugfestigkeitswerte spitzwinklig eingekerbter Proben aus verschiedenen Werkstoffen nach Abb. 3. Hier ist der Beginn des Abfalles wegen des Flächenmaßstabes in der Abszisse

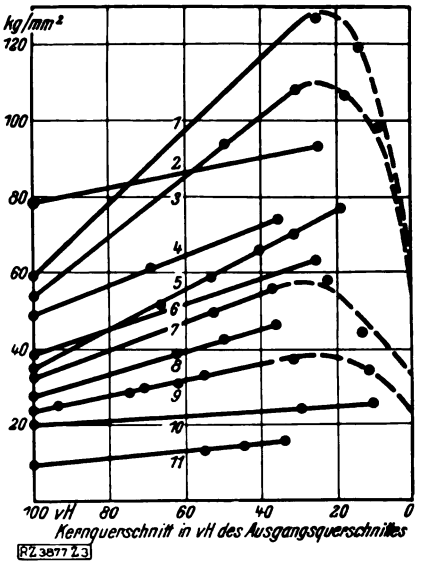


Abb. 3. Zugfestigkeitsverlauf bei Verminderung des tragenden Querschnitts infolge spitzwinkliger, eingedrehter Einkerbung (60°) von Proben mit kreisrundem Querschnitt.
Werkstoffe:
1 = Flußstahl bei 800° abgeschreckt und gereckt; *2* = desgl. bei 1200° abgeschreckt; *3* = desgl. gereckt; *4* = Stahl 48; *5* = Kupfer hartgezogen; *6* = Flußstahl geglüht; *7* = Kupfer gereckt; *8* = Elektrolyteisen; *9* = Kupfer geglüht; *10* = Magnesium; *11* = Aluminium.

formell weiter nach rechts verschoben. Der Festigkeitsabfall bei geringeren Kernquerschnitten als 30% des Ausgangsquerschnittes konnte als Folge der Kerbunschärfe nachgewiesen werden. Wenn auch die spitzwinklige Kerbe nicht die praktisch häufigste ist, so ist sie für eine planmäßige Untersuchung zunehmender Kerbwirkung doch sehr geeignet.

Die Frage, deren Beantwortung die Praxis am meisten angeht, ist, ob die aus der Kerbung folgende, ungleichmäßige Spannungsverteilung festigkeitsmindernd wirkt, denn die dahingehende Annahme bildet ja heute die Grundlage für die Bemessung. An Gußeisenzugstäben, die spitzwinklig mit 60° eingekerbt waren, ergab sich nun das in Abb. 4a eingezeichnete Ergebnis: die Festigkeit nahm mit der Kerbtiefe erst ab und dann wieder zu. Bei sehr tiefer Einkerbung, einer Flächenverminderung von 82% entsprechend, ergab sich wieder die gleiche Festigkeit wie am ungekerbten Zugstab. Dieses mit

Digitized by Google

Rücksicht auf die herkömmliche Anschauung verwunderliche Ergebnis widerspricht den Folgerungen von C. von Bach, dessen Versuche mit verhältnismäßig schwach gekerbten Proben nur das Gebiet des Festigkeitsabfalles getroffen haben mögen.

Als Ursache des anfänglichen Festigkeitsabfalles ergab sich nun nicht die Spannungserhöhung an der Kerbe bei Zugbeanspruchung, sondern die große Empfindsamkeit des Gußeisens gegenüber zusätzlicher Biegung, die trotz sorgfältiger Einspannung mit Gewindekopf auftrat. Nimmt man die Unebenheit der Auflagerung in den Gewindegängen von Schrauben verschiedener Größe als etwa gleich groß an, so müßte eine Schraubeneinspannung größeren Durchmessers eine geringere Durchbiegung des Zugstabes erzeugen. Ferner ist ein bestimmtes Maß der Durchbiegung bei einem möglichst kleinen Stabquerschnitt am ungefährlichsten. Es konnte also der biegende

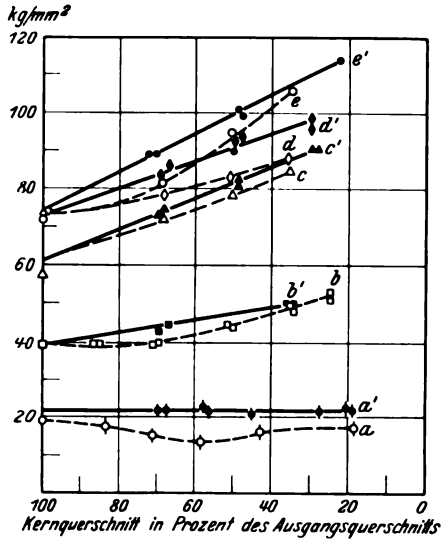


Abb. 4. Zugfestigkeitsverlauf bei Verminderung des tragenden Querschnitts infolge spitzwinkliger, eingedrehter Einkerbung (60°), ermittelt an verschiedenen Probenformen mit kreisrundem Querschnitt.
– – – – = Probenform I oder II Abb. 5.
——— = Probenform III Abb. 5.

Werkstoffe:
a, *a'* = Gußeisen ($\psi = 0$); *b*, *b'* = Duralumin ($\psi = 30\%$); *c*, *c'* = Kohlenstoffstahl, 0,2% C, 1% Mn ($\psi = 56\%$); *d*, *d'* = Kohlenstoffstahl, 0,7% C (ψ 12%); *e*, *e'* = Kohlenstoffstahl 0,7% C ($\psi = 51\%$).

Einfluß bei Verringerung des Stabquerschnittes und Vergrößerung des Gewindequerschnittes auf ein Mindestmaß herabgedrückt werden. In Abb. 5 ist die verbesserte Probenform neben solchen der ursprünglichen dargestellt. Die mit der günstigeren Probenform III, Abb. 5, erzielten Festigkeitswerte sind in Abb. 4 a' eingetragen. Es ergibt sich hieraus einwandfrei, daß eine symmetrisch gekerbte Probe aus einem im technologischen Sinne spröden Werkstoff bei reiner Zugbeanspruchung keine Festigkeitsverminderung infolge ungleichmäßiger Spannungsverteilung über dem Querschnitt erfährt.

Die Aufklärung dieser, eine langjährige Anschauung widerlegende Erscheinung soll an dieser Stelle nicht endgültig gegeben werden. Zu vermuten ist aber, daß das Gußeisen an der Bruchstelle immer noch so viel örtliche Plastizität aufzubringen vermag, daß ein Ausgleich der im Kernquerschnitt unterschiedlichen Spannungsverteilung ermöglicht wird[1]. Bei dieser Auffassung ständen die vorliegenden Versuchsergebnisse in keinem Widerspruch zur Griffithschen Bruchtheorie, die bei Vorhandensein von Rissen eine verminderte Zerreißfestigkeit spröder Stoffe aus der Oberflächenspannung ableitet und eine mögliche Abhängigkeit der Oberflächenspannung von der Verformung kristalliner Stoffe nicht mit einbezieht[2].

In der Konstruktionspraxis wäre dann grundsätzlich, da man mit sprödern Werkstoffen als Gußeisen nicht zu arbeiten pflegt, bei statischer und auch bei Schlagbeanspruchung die Gefahr nicht in der Spannungserhöhung im Kerbengrund zu suchen. Die zäheren Werkstoffe zeigen dementsprechend je nach ihrer Eigenart einen sehr unterschiedlichen Festigkeitsanstig mit zunehmender Tiefe der Einkerbung, Abb. 3. In gleichem unterschiedlichen Maßstabe wird mit zunehmender Kerbwirkung auch der Eintritt geringer plastischer Verformungen (0,2%-Grenze) nach höheren Lasten zu verschoben[3].

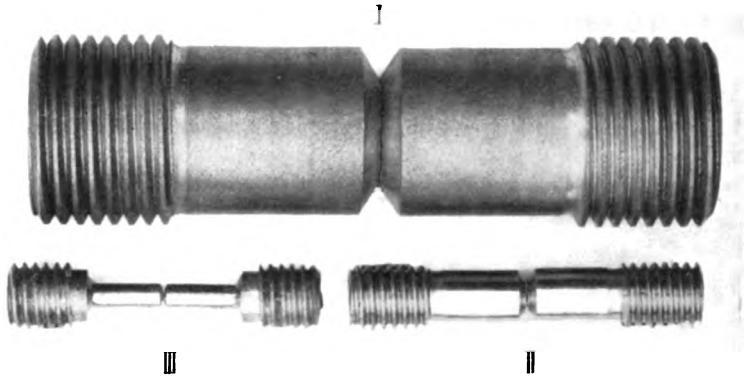


Abb. 5. Probenformen für Kerbzugproben.
I und III für Gußeisen; II und III für Kohlenstoffstahl, Messing und Duralumin; Form III hat größeren Gewindequerschnitt im Vergleich zum Kernquerschnitt der Kerbung als I und II.

Anders ist die zusätzliche Biegung zu bewerten. Bei ihr ist eine erheblich größere Plastizität zum Spannungsausgleich erforderlich. Hier birgt die Kerbung eine große Gefahr. So zeigen denn auch zähe Stoffe, bei denen die Kerbe unter Zugbeanspruchung an sich stark festigkeitserhöhend wirkt, einen verminderten Einfluß zusätzlicher Biegung auf die Festigkeit. In Abb. 4 sind Duralumin und drei Stähle, in gleicher Weise wie Gußeisen, mit zwei Probenformen nach Abb. 5 untersucht worden. Die nachteiligen Einflüsse (Linien *b*, *c*, *d* und *e*, Abb. 4) waren, wenn auch im geringeren Maße, selbst noch bei einem Werkstoff bis zu einem Einschnürvermögen von $\psi = 56\%$ (entsprechend einer linearen Längenzunahme von 130%) vorhanden. In jedem der vier untersuchten Fälle erschien bei Verwendung der

[1] A. Leon: Z. V. d. I. Bd. 61, S. 215. 1917. Auch Poren in Aluminiumspritzguß führen zu keinem Versagen im Sinne einer Kerbgefahr. Vgl. Frommer, W. Kuntze und G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 73, S. 1609. 1929.

[2] Vgl. Handb. der Phys. Bd. 6, S. 455. Berlin 1928.

[3] C. von Bach: a. a. O., P. Ludwik und Scheu: Stahl und Eisen Bd. 43, S. 999. 1923. H. Flößner: Diss. Dresden 1927.

Digitized by Google

verbesserten Probe die gesetzmäßige lineare Beziehung zwischen Festigkeit und Kerbtiefe wieder (Linien b', c', d' und e', Abb. 4), die bei Biegebeeinflussung in einer nach unten gekrümmten Kurve verlief. Aus diesen

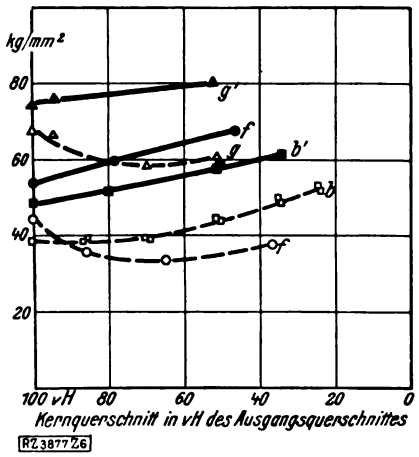


Abb. 6. Zugfestigkeitsverlauf bei Verminderung des tragenden Querschnitts infolge spitzwinkliger, eingedrehter Einkerbung (60°) beim gereckten (b', f', g') und ungereckten (b, f, g) Werkstoff. Probenform I oder II nach Abb. 5.
Werkstoffe:
b = Duralumin 681 b; f = Schraubenmessing geglüht; g = Tiegelgußstahl 0,5 bis 0,6% C.

Versuchen wäre zu schließen, daß breite Konstruktionsteile, bei denen Einkerbungen in größerem Abstande von der Achse des Kraftverlaufs als bei schmalen liegen, leicht eine Festigkeitsminderung infolge hinzutretender unübersichtlicher Biegung selbst bei Symmetrie erfahren können. Auffallend ist weiterhin, daß nach

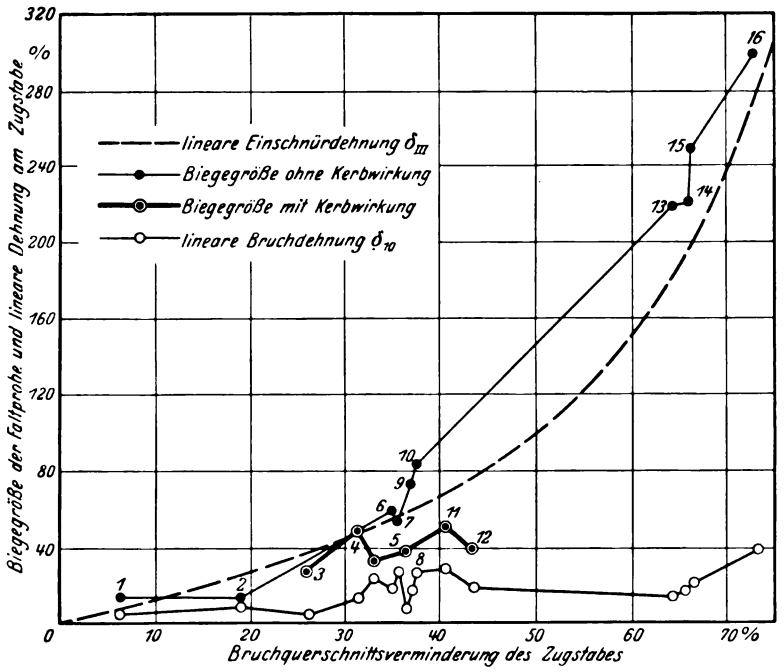


Abb. 7. Einfluß von Kerben (Rissen) auf die Biegegröße.
Werkstoffe:
1 = Elektron AZM geglüht; *2* = Elektron AZM; *3* = Lautal gereckt; *7, 5, 10, 11* = Lautal; *6, 4, 9, 12* = Duralumin, 681 b; *8* = Duralumin gereckt, 681 b gereckt; *13* bis *16* = Flußstahl mit verschiedener Vorbehandlung.

Abb. 6 der stark gereckte Werkstoff im Gegensatz zum ungereckten diese durch Biegung erzeugte Festigkeitsverminderung der Kerbzugprobe nicht aufwies. Auch diese Feststellung dürfte im Gegensatz zur geläufigen Anschauung stehen, die ja in einem stark vorgereckten Werkstoff unter allen Umständen die größere Gefahr sieht. Es ist aber durch das starke Recken die Trennfestigkeit gegenüber der Zugfestigkeit erheblich größer geworden, so daß hierbei die zusätzliche Biegung nicht zur Gefahr werden konnte.

Umgekehrt konnte der äußerst nachteilige Einfluß geringster Einkerbungen unter Biegebeanspruchung bei der Faltprobe nachgewiesen werden. In Abb. 7, in der die Biegegröße (d. i. die angenähert aus dem Krümmungshalbmesser berechnete größte Dehnung in der meistgezogenen Faser[1]) nach der Einschnürung von Zugstäben gleichen Werkstoffes eingeordnet ist, finden sich zwei Linienzüge, die einmal die beim Bruch oder Anbruch erreichte Biegegröße von Proben verbindet, welche in einer eingeritzten Teilmarke brachen und dann solcher Proben, bei denen der Bruch nicht von einer Teilmarke ausging, Abb. 8. Die letzte Linie liegt wesentlich über der ersten. Da sich ferner der Sollwert der Biegegröße annähernd aus der Gesamteinschnürung des zum Vergleich herangezogenen Zugstabes errechnen läßt:

$$Bg = \delta_{III} = 100\left(\frac{100}{100-\psi} - 1\right)^2,$$

so ersieht man unter gleichzeitiger Betrachtung der δ_{III}-Linie, daß bei den nicht von einer Teilmarke beeinflußten Brüchen der Werkstoff sein Dehnungsvermögen wie beim Zugversuch voll ausgenutzt hat, bei den in der Teilmarke gebrochenen Proben aber nicht. Hier wurde ein ungünstiger Kerbeinfluß noch bei Werkstoffen mit einem Gesamteinschnürvermögen von $\psi = 44\%$ (entsprechend einer linearen Längenzunahme von 80%) beobachtet.

Bedeutung der Güte für die Sicherheit bei Einkerbungen.

Es ergab sich, daß bei der Ausschaltung jeder äußeren Momentenwirkung die lediglich aus der Kerbform entstehende Spannungserhöhung am Kerbengrund keine Festigkeitsminderung hervorruft. Mithin dürfte auch kein Anlaß vorliegen, die elastizitätstheoretisch begründete Spannungserhöhung in der Kerbe als gültige Grundlage für die Bemessung bei den verschiedensten Werkstoffen heranzuziehen[3]. Dies könnte bei sehr zähen Stoffen einen unnötig hohen, also unwirtschaftlichen, bei weniger zähen einen zu niedrigen, also ge-

[1] K. Memmler: Materialprüfungswesen, Sammlung Göschen 1930; Das Materialprüfungswesen, S. 76. Stuttgart: Ferd. Enke 1924; W. Kuntze: Mitt. Materialpr.-Amt, S. 281. 1922.

[2] W. Kuntze: Z. Metallkunde Bd. 22. Nr. 1, S. 14. 1930. Vgl. auch S. 61.

[3] In diesem Zusammenhange sei an die einschlägigen Schriften von P. Ludwik, die — neben denjenigen von Rejtö — mir viel Anregung boten, erinnert. Folgende seien besonders erwähnt: Zäh oder spröd, Metallwirtsch. Bd. 8, S. 872. 1929; Bruchgefahr und Materialprüfung, E. M. P. A. Ber. 13. 1928; Die Bedeutung des Gleit- und Reißwiderstandes für die Werkstoffprüfung, Z. V. d. I. Bd. 71, S. 1532. 1927.

Digitized by Google

fährlichen Sicherheitsgrad bedeuten, indem die gefährlichen Einflüsse zusätzlicher Biegung auf gekerbte Werkstücke dadurch nicht mit Sicherheit abzuwenden sind. Ein gesonderter, zahlenmäßiger Sicherheitsfaktor für die Kerbe, der erfahrungsgemäß am besten der Festigkeit zuzuordnen ist, wäre nur bei Wechselbeanspruchungen gerechtfertigt, weil hier kleine plastische Verformungen zerstörend wirken. Selbst da, wo nur wiederholte Entlastungen vorkommen, dürfte die plastische Dehnung im Kerbengrund durch die überwiegenden umkehrbaren elastischen Kräfte im Gesamtquerschnitt eine Umkehr in plastische Zusammendrückungen erfahren, so daß bei einfachen Entlastungen der Gesamtachse auslöst. Man kann sich dieselbe Wirkung auch so vorstellen, daß bei angenommenen, unveränderten Schubkräften die Verschiebung ja nicht nur den aktiven Kernquerschnitt, sondern auch den überstehenden Werkstoff überwinden müßte, wie das in Abb. 9 durch gestrichelt gezeichnete Schubebenen angedeutet worden ist. Es entspräche dann einer großen Schubfläche und mithin großen Schubkraft ein geringer aktiver Kernquerschnitt, woraus die hohe, auf diesen Querschnitt bezogene spezifische Festigkeit erklärlich wird, die schließlich hoch genug ansteigen kann, um die Trennfestigkeit zu überwinden. Das Versagen tritt also nicht bei Überwindung einer Zugfestigkeit von der Größenordnung derjenigen des Zugstabes, sondern bei einer höheren oder gar erst bei Erreichen der Trennfestigkeit ein.

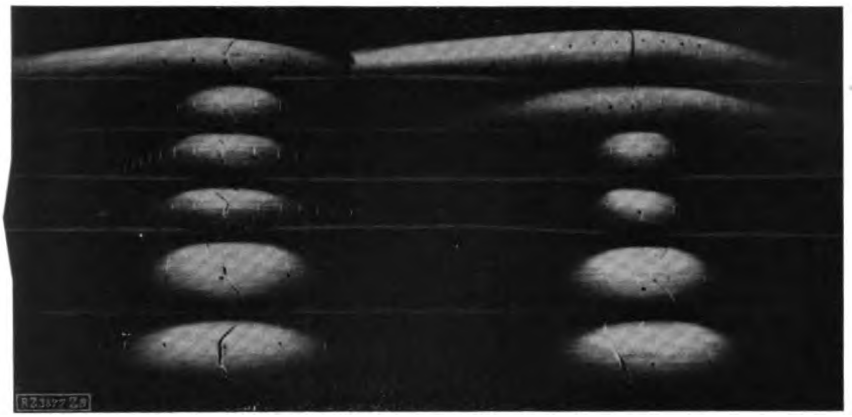


Abb. 8. Faltproben, Werkstoffe s. Abb. 7.
Links, in einer Teilmarke, angebrochene Proben, von oben nach unten: Nr. *3, 11, 12,* 8, *4, 5.*
Rechts, außerhalb einer Teilmarke, angebrochene Proben, von oben nach unten: Nr. *2, 1, 10, 9, 6, 7.*

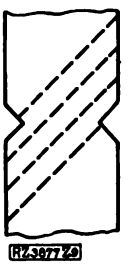


Abb. 9. Schematischer Vergleich zwischen Größe der Schubflächen und der Reißfläche.

konstruktion eine plastische Wechselbeanspruchung im Kerbengrund entsteht. Die Gefahr hängt aber von den sehr verschiedenen Ermüdungsneigungen der Werkstoffe ab.

Dies Forschungsgebiet ist im Werden, und es können darüber noch keine endgültigen Regeln gegeben werden. Im übrigen aber ist, wenn sich Auswirkungen von Biegung oder Schlagwirkung in der Kerbe nicht errechnen lassen, der Sicherheitsgrad nur in der Güte und tieferen Erkenntnis der Werkstoffeigenschaften zu suchen[1]. Wie groß die Möglichkeiten sind, den Werkstoff nach seiner Güte oder Vergütung mit Hilfe der mechanischen Werkstoffprüfung richtig zu kennzeichnen — ohne nach herkömmlicher Geflogenheit die Güte nur immer in höchster Festigkeit oder größter Dehnung zu sehen — soll hier noch eine kurze Würdigung finden.

Da für das Auftreten ungleichmäßiger Spannungsverteilungen am gekerbten Querschnitt Dehnungsunterschiede von nur elastischen Ausmaßen verantwortlich zu machen sind, so ist zum Ausgleich nur eine äußerst geringe Plastizität erforderlich, die örtlich im Kerbgrund auftritt. Sämtliche neuen Fließtheorien ergeben nun, daß beim räumlichen Spannungszustand höhere Normalspannungen gleichen Vorzeichens ertragen werden können als beim einachsigen, so daß die Festigkeit bei Einkerbungen steigen muß. Der mehrachsige Spannungszustand wird dadurch erzeugt, daß der am Kerb überstehende Werkstoff die Querzusammenziehung des Kernes hindert und dadurch Kräfte senkrecht zur Zug-

[1] G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 70, S. 1167. 1926.

Während nun die Zugbeanspruchung die an der Kerbe auftretenden unterschiedlichen elastischen Anspannungen durch geringe Plastizität auszugleichen sind, kann ein äußeres Biegemoment durch Plastizität wohl gemindert, aber nicht sofort beseitigt werden. Außerdem kann, wenn eine Kerbe vorhanden ist, ein Biegemoment nicht durch die Dehnung des ganzen Werkstückes ausgeglichen werden, sondern die zum Ausgleich notwendige Verformung konzentriert sich auf die Kerbe. Hierzu ist, bei Unberechenbarkeit der örtlichen Kräfte, eine erhebliche Plastizität erforderlich. Da die lineare Gleichmaßdehnung (Streckung) der gebräuchlichen Werkstoffe meist unter 30% verbleibt, so ist anzunehmen, daß das Streckvermögen im Kerbengrund bald aufgebraucht ist. Und wenn alsdann der Werkstoff keine genügende Einschnürdehnung besitzt, so ist der Bruch schnell eingetreten.

Vergegenwärtigt man sich, daß einer Querschnittsverminderung von 60% in der engsten Stelle des eingeschnürten Zugstabes eine lineare Dehnung von 150% entspricht, so erkennt man leicht, welchen Rückhalt eine gute Einschnürung bedeutet. Weiterhin ersieht man, daß es von Nachteil ist, die Werkstoffe hier etwa nur nach der linearen Bruchdehnung zu beurteilen, denn aus ihr lassen sich die wahren Verformungsmöglichkeiten nicht entnehmen, vgl. Abb. 7. Eine etwaige Einschnürung käme dabei zum Nachteil für den Werkstoff nicht genügend zum Ausdruck, oder, falls keine Einschnürung vorhanden ist, würde eine gute Bruchdehnung eine Gefahr bei Verwendung des be-

Digitized by Google

treffenden Werkstoffes für gekerbte Konstruktionsteile bedeuten[1].

So ergab, wie aus einer früher durchgeführten Arbeit[2] zu ersehen ist, eine bei 800° abgeschreckte Schraube aus Flußstahl den günstigen Biegewinkel von 120° bei einer gleichzeitigen Streckung des Zugstabes von nur 9,5%, aber einer Querschnittsverminderung von 62% (= 160% örtlicher, linearer Dehnung). Die Kerbzähigkeit der abgeschreckten Probe war reichlich ebenso hoch als diejenige der ausgeglühten, und die Wechselschlagzahlen verhielten sich bei einem Schlaggewicht von 3,142 kg wie 12354 zu 3299. Berücksichtigt man außerdem, daß die Zugfestigkeiten am Zugstabe sich wie 54:38, an der Schraube wie 70:47 verhielten, so ist die allseitige Güte bei der betreffenden Vorbehandlung, die der günstigsten Trennfestigkeit entsprach, in die Augen springend.

Für die Beurteilung gekerbter Werkstücke unter Schlag bilden die neueren Ergebnisse der Kerbzähigkeitsforschung eine unmittelbare Grundlage. Aus ihnen erfahren wir, daß selbst eine gute Einschnürung nicht immer eine Gewähr gegen Schlagsprödigkeit bildet und daß anderseits bei geringer statischer Einschnürfähigkeit die Schlagarbeit hoch ausfallen kann. Hier reichen

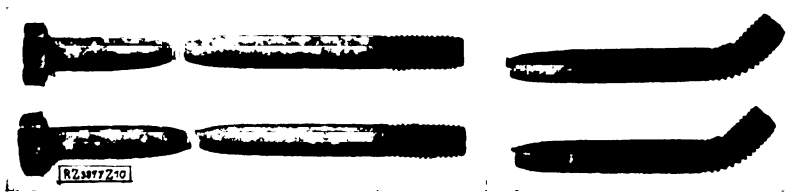


Abb. 10. Zugproben und Schlagbiegeproben von Schraubenbolzen mit gewalztem Gewinde, 7 mm Dmr.

die geläufigen methodischen Maßstäbe nicht mehr zur Beurteilung aus. Letzten Endes kommt es immer auf das Ansteigeverhältnis des dynamischen Verformungswiderstandes[3] und auf eine im Vergleich hierzu möglichst hohe Trennfestigkeit an[4]. Letztere ist von der Geschwindigkeit unabhängig. Ob die dynamischen Verformungsverhältnisse ungünstig liegen, zeigt sich, wenn trotz guter statischer Einschnürung ein Tiefgebiet der Kerbzähigkeit vorhanden ist. Eine Prüfung der Lage eines etwaigen Tiefgebietes durch Kerbzähigkeitsprüfungen bei verschiedenen Temperaturen ist daher immer angebracht[5]. Im geringen Maße kaltverformte Werkstoffe erleiden immer eine erhebliche Einbuße an Kerbzähigkeit, weil das Verhältnis Trennfestigkeit zu Fließgrenze ungünstiger wird als im Ausgangszustand.

Bei Beurteilung der günstigen Vergütung spielt also neben der örtlichen Einschnürung die Trennfestigkeit eine wichtige Rolle[1]. Wenn schon aus dem genannten Beispiel an geglühtem und abgeschrecktem Flußstahl und mehr noch aus laufenden Versuchen hervorgeht, daß die Sicherheit bei unübersichtlicher Inanspruchnahme gekerbter Werkstücke infolge Dauerbeanspruchung[2], Schlagwirkung oder Biegung durch eine günstige Trennfestigkeit am besten gewährleistet ist, so darf man schon von einem Vorteil der Einkerbung sprechen, indem nämlich die Festigkeit in ihr bei bester Vergütung verhältnismäßig mehr steigt als die Festigkeit des ungekerbten Zugstabes. Dies bedeutet, daß die in Abb. 3 eingezeichneten Linien bei einer möglichen Vergütung des Werkstoffes noch steiler ansteigen würden (Beispiel: Werkstoff 1 und 6, Abb. 3). Da dieser Anstieg nach der Trennfestigkeit zu verläuft, so wird das Verhältnis Trennfestigkeit zu Zugfestigkeit bei guter Vergütung größer.

Eine im Staatlichen Materialprüfungsamt, Berlin-Dahlem, durchgeführte Prüfung von stählernen Schraubenbolzen mit eingewalztem Gewinde führte zu nachstehendem Ergebnis. Es lagen zwei Lieferungen vor: eine solche, deren Inhalt bei einem Brande eine Erwärmung erlitten hatte und abgelöscht wurde, und eine andere mit Schraubenbolzen im normalen Zustande. Die einer Erwärmung und Abkühlung ausgesetzten Bolzen hatten an Festigkeit gewonnen. Sie brachen außerdem, wie Abb. 10 zeigt, beim Zugversuch im Schaft, obgleich dieser einen um 60% größeren Querschnitt als der Gewindekern aufwies.

Schlagbiegeversuche ergaben nach Abb. 10 einen äußerst kerbzähen Werkstoff, der im Pendelschlagwerk auch am Gewinde nicht durchgebrochen werden konnte. Da eine vorangehende Verformung eine nachfolgende Wärmevergütung begünstigen kann, so wurde durch die gegebenen Umstände das gewalzte Gewinde besser vergütet als der Schaft. Die gehobene Trennfestigkeit hatte zugleich eine gute Kerbzähigkeit und eine so gute Festigkeit im Gewindekern zur Folge, daß der Querschnittsunterschied zwischen Kern und Schaft mehr als ausgeglichen wurde. Die Vergütung ist demnach nicht nach der üblichen Festigkeit allein, sondern vornehmlich nach einer verhältnismäßig hohen Trennfestigkeit zu beurteilen, welche besonders in Kerben und bei Schlagwirkung hohe Beanspruchungen zuläßt.

Selbstverständlich darf eine höhere Beanspruchung nur dann zugelassen werden, wenn eingehende Prüfergebnisse, wie sie hier geschildert wurden, vorliegen. Eine auf diese Weise festgelegte Güte bedeutet einen zuverlässigeren Sicherheitsgrad als die bisher ausgeübte Bemessung nach den eingangs erwähnten Rechnungsgrundlagen aus der Elastizitätstheorie, die keine Grundlagen für das Verhalten des in der Einkerbung plastisch beanspruchten Werkstückes im Betriebe sind.

---

[1] Vgl. Anm. 2, S. 74.

[2] S. 35.

[3] F. Körber und H. A. von Storp: Mitt. Eisenforsch. Bd. 7, S. 81. 1925; Bd. 8, S. 127. 1926; W. Schwinning und K. Mathaes: Dt. Verb. f. d. Materialprüf. d. Techn. Nr. 78. 1927.

[4] P. Ludwik: a. a. O.; W. Kuntze: Arch. Eisenhüttenwesen Bd. 2, S. 109 u. 583. 1928/29. Vgl. auch S. 7 u. 27.

[5] W. Schwinning: a. a. O.; W. Kuntze: Metallwirtsch. Bd. 8, S. 992 u. 1011. 1929. Vgl. auch S. 44.

---

[1] Über die Durchführung eines gangbaren Ermittlungsverfahrens der Trennfestigkeitskennziffer und deren Einfluß auf den Vergütungsgrad sind Untersuchungen im Gange.

[2] W. Kuntze: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1488 bis 1492. 1929. Vgl. auch S. 17.

Digitized by Google

Wird an einer Stelle einer Konstruktion in einem der Berechnung nicht zugänglichen Maßstabe die übliche Zugfestigkeit überschritten, so ist derjenige Werkstoff der sicherste für diese Konstruktion, dessen die Zugfestigkeit am meisten übersteigende Trennfestigkeit

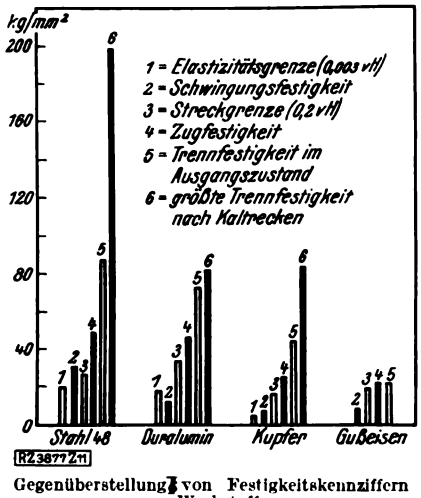


Abb. 11. Gegenüberstellung von Festigkeitskennziffern verschiedener Werkstoffe.

einen großen Spielraum für Überlastungen gewährt, Abb. 11. Von diesem Gesichtspunkt aus ist es möglich, daß bei gleicher Zugfestigkeit diejenigen Werkstoffe ohne Gefahr verhältnismäßig höher zu belasten wären, deren Trennfestigkeit wesentlich größer ist.

Zusammenfassung.

1. Die elastische Spannungsüberhöhung im Kerbengrund nimmt bei endlich begrenzten Körpern mit der geometrischen Kerbschärfe und Tiefe zu. Daher haben Kerben geringster Tiefe nicht, wie häufig angenommen wird, den stärksten Anstieg der Spannungen zur Folge.

2. Die Festigkeit spröder Werkstoffe bleibt unter reiner Zugbeanspruchung bei Einkerbungen zunehmender Tiefe gleich groß, diejenige zäher Stoffe steigt je nach der Stoffeigenart in sehr verschiedenem Maße an.

Die reine Zugfestigkeit erleidet demnach auch bei praktisch spröden Werkstoffen, wie Gußeisen, infolge Spannungserhöhung an der Kerbe keine Minderung. Eine festigkeitsmindernde Wirkung tritt nur infolge zusätzlicher Biegung ein und ist, wenn auch in geringerem Maße, noch bei verhältnismäßig zähen Werkstoffen bis zu einem Einschnürvermögen von $\psi = 56\%$ festgestellt worden.

3. Die Biegefähigkeit wird durch kleinste Risse selbst bei zähen Werkstoffen erheblich herabgesetzt. Diese Erscheinung wurde noch bei Werkstoffen bis zu einem Einschnürvermögen von $\psi = 44\%$ beobachtet.

4. Es wird gefolgert, daß für die Bemessung gekerbter Werkstücke die elastizitätstheoretische Spannungserhöhung keine Berechnungsgrundlage bilden kann. Auch deshalb, weil die Streckgrenze (0,2%) ebenso wie die Festigkeit mit der Kerbwirkung je nach dem Werkstoff in sehr verschiedenem Maße ansteigt. Breite Konstruktionsteile, bei denen Einkerbungen von der Achse des Kraftverlaufes weiter entfernt liegen als bei schmalen, unterliegen leicht einer Festigkeitsminderung infolge hinzutretender unübersichtlicher Biegung selbst bei zur Zugachse symmetrischen Einkerbungen.

5. Der Gefahr unberechenbarer, örtlicher Überanstrengungen, die unter Kerbwirkung bei statischer und dynamischer Beanspruchung entstehen, ist mit der „Güte" des Werkstoffes zu begegnen.

Die Kennzeichnung der Güte darf nicht allein nach der Zugfestigkeit und vor allem nicht nach der linearen Bruchdehnung δ_{10} erfolgen. Von den üblichen Dehnungsmaßen ist die Einschnürung (als ψ oder δ_{III}) heranzuziehen. Zur Ergänzung des Festigkeitsbegriffes ist die Trennfestigkeit erforderlich, da sie die Begrenzung möglicher Überbeanspruchung, die zum Bruch führt, festlegt.

Der Fließbeginn bei wechselnder Zug-Druckbeanspruchung.

Von **W. Kuntze** und **G. Sachs**[1].

Bauschinger teilte 1878 mit, daß durch eine plastische Verformung bei Umkehrung der Beanspruchung die Elastizitätsgrenze eines Stoffes auf 0 herabgedrückt wird. Der vollständige Effekt einer plastischen Verformung besteht jedoch nach neueren Untersuchungen, entsprechend Abb. 1, darin, daß der ganze Kurvenverlauf gegenüber der Ausgangskurve zunächst zu niedrigeren Spannungen herabgedrückt wird. Diese Erscheinung sei im folgenden kurz als Bauschingereffekt bezeichnet. Trotz dieser anfänglichen, scheinbaren Entfestigung im unteren Bereich der Kurve zeigt sich bei weiterer Anspannung, daß bei Fortführung der Verformung eine Verfestigung hinzutritt, da die neue Kurve nach einer vorangehenden Verformung von höchstens 1 bis 2% über die ursprüngliche hinaussteigt. Ferner konnte festgestellt werden, daß der Bauschingereffekt in starkem Maße mit der Größe der vorangegangenen Verformung von umgekehrter Richtung zunimmt. Während man also seit Bauschinger gewöhnlich nur mit der Tatsache rechnete, daß durch irgendeine plastische Verformung der elastische Bereich für die umgekehrte Beanspruchung verschwand, zeigte sich bei planmäßiger Verfolgung der Erscheinung, daß sämtliche konventionellen Grenzen (Elastizitätsgrenzen, Streckgrenze) entsprechend Abb. 2 je nach ihrer Abstufung und je nach der Größe der vorangegangenen Verformung in einer für jeden Stoff kennzeichnenden Weise verändert wurden[1]. Der Bauschingereffekt darf also heute nicht als eine einzelne Tatsache aufgefaßt werden, sondern als die Summe der Erscheinungen, über die uns die hier mitgeteilten Abbildungen noch weiteren Aufschluß geben werden.

Nach Abb. 2 sind schon kleine bleibende Verformungen in der Herabsetzung der Elastizitäts- und Streck-

[1] Original: Metallwirtschaft Bd. 9, S. 85—89. 1930.

[1] G. Sachs und H. Shoji, Z. Physik Bd. 45, S. 777—796. 1927; G. Sachs, Z. V. d. I. Bd. 71, S. 1511—1516.

Digitized by Google

grenze sehr wirksam. Weiterhin zeigt sich, daß der Effekt nach einer bestimmten Verformung, die bei verschiedenen Stoffen etwa zwischen 1 und 5% liegt, einen Höchstwert erreicht. Dementsprechend werden die Verformungskurven bei wechselnder Beanspruchung mit steigenden Belastungs- oder Verformungsamplituden bis zu einer bestimmten Grenze immer flacher, um danach wieder langsam aufzusteigen.

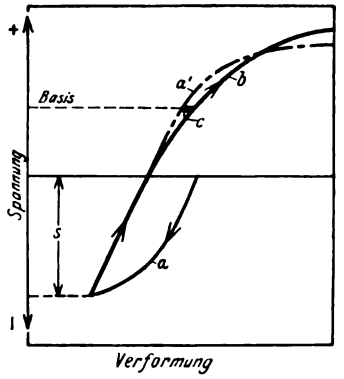


Abb. 1. Veränderung des Kurvenverlaufs durch eine vorangegangene Beanspruchung in umgekehrter Richtung. *a*, *a'* = ursprüngliche Kurve. *b* = veränderte Kurve nach der Belastung bis zur Spannung *s*. *c* = Unterschied bei einer bekannten Spannung (Basis).

In den genannten Versuchen wurde vorwiegend die Wirkung bleibender Verformungen zwischen rund $^1/_{10}$ und mehreren Prozenten verfolgt. Da aber neuerdings wieder insbesondere im Zusammenhang mit der mechanischen Schwingungsforschung das Gebiet kleinster Verformungen an der konventionellen Elastizitätsgrenze, das allgemeine Interesse in Anspruch nimmt, wurden weitere Zug-Druckversuche über den Bauschingereffekt nach sehr kleinen Verformungen durchgeführt.

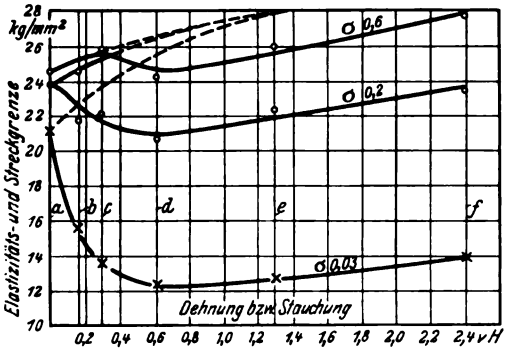


Abb. 2. Beeinflussung der Elastizitäts- und Streckgrenze von Duraluminium durch vorangegangene Verformungen in entgegengesetzter Richtung. (Gestrichelt ist die Veränderung bei gleichgerichteter Beanspruchung eingezeichnet.) *a* Druck, *b* Zug nach 0,168% Stauchung, *c* Druck nach 0,292% Dehnung, *d* Zug nach 0,611% Stauchung, *e* Druck nach 1,29% Dehnung, *f* Zug nach 2,42% Stauchung.

Zur Ausführung der Versuche wurde eine neue Einspannvorrichtung geschaffen, die in eine Zerreißmaschine eingesetzt, durch einfaches Einschrauben der Einspannbolzen in die Schraubenmutter *a* oder *b* Zug bzw. Druck zu übertragen gestattete (Abb. 3). Da der Prüfstab dabei in denselben geführten Einspannmuttern verblieb, war eine gleichbleibende gute Zentrierung gewährleistet. Die schematische Skizze zeigt die Apparatur in Druckstellung, und Abb. 4 gibt sie in eine Universalprüfmaschine eingebaut wieder. Die freie Länge des Prüfstabes war gleich dem 2,5- bis 3fachen Durchmesser gewählt worden.

Die Ausführung der Versuche erfolgte in der Weise, daß am Zug-Druckstab zunächst eine Belastung aufgebracht wurde, die unterhalb der Grenze der ersten, beim üblichen Zugversuch festgestellten, bleibenden Verformung blieb. Dann wurden entsprechend Abb. 5 Belastungswechsel mit allmählich gesteigerten Amplituden ausgeführt und dabei die Kurven der Gesamtverformungen, sowie die bleibenden Verformungen, soweit möglich mit Spiegelapparaten, verfolgt. Die Versuche wurden bis zu etwa 1 bis 3% bleibender Verformung durchgeführt, derart, daß die größtmöglichen Kurvenänderungen erfaßt werden konnten. Als anschauliches Maß für den Bauschingereffekt wurde diesmal, wie Abb. 1 und 6 veranschaulichen, die Abweichung der jedesmaligen Kurve von der ursprünglichen eingeführt. Dies muß natürlich, falls man eine Reihe aufeinanderfolgender Zug- bzw. Druckkurven miteinander vergleichen will, stets in der gleichen Spannungshöhe, im folgenden kurz „Basis" genannt, geschehen. Man bekommt dann einen Überblick über die stetige Veränderung des Bauschingereffektes, wenn man dieses Verformungsmaß als Abszisse senkrecht zur Amplitude der vorangegangenen, entgegengesetzt gerichteten Beanspruchung aufträgt (Abb. 6).

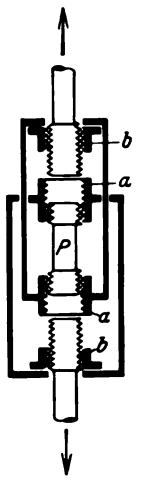


Abb. 3. Einspannvorrichtung für auswechselbare Zug-Druckbelastung (Bauart Kuntze).

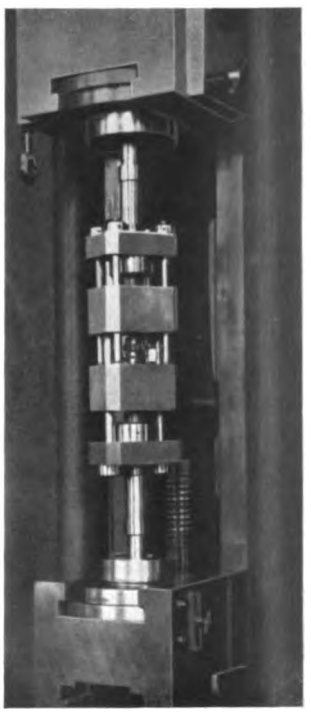


Abb. 4. Einspannvorrichtung für auswechselbare Zug-Druckbelastung (Bauart Kuntze).

Abb. 7 und 8 zeigen links die einzelnen aufeinanderfolgenden Verformungskurven bei wechselndem Zug (+) und Druck (—) für geglühtes und für gezogenes Kupfer, und rechts geben sie unsere hieraus ermittelten Kennkurven wieder. Abb. 9 bis 12 zeigen ferner diese Kurven für eine Anzahl weiterer Stoffe.

Diese Kurven sagen also aus, bei welcher Beanspruchung ein Bauschingereffekt beginnt, und sie geben über die jeweilige Größe des Bauschingereffektes bei steigender Belastungsamplitude Auskunft. Wir erhalten durch diese Kurven ein Bild über das plastische Arbeiten eines Stoffes bei wechselnder Beanspruchung.

Bei sämtlichen Stoffen zeigt sich zunächst ein verhältnismäßig plötzliches Einsetzen des Effektes nach Überschreiten einer gewissen Spannung. Besonders bei

Digitized by Google

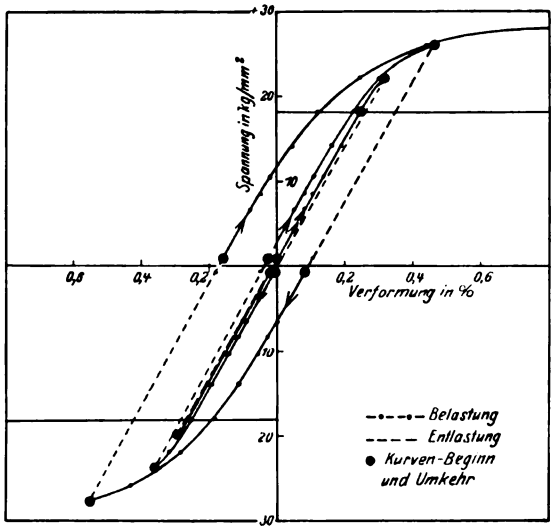


Abb. 5. Verformungskurven von veredeltem Duraluminium bei wechselnder Beanspruchung.

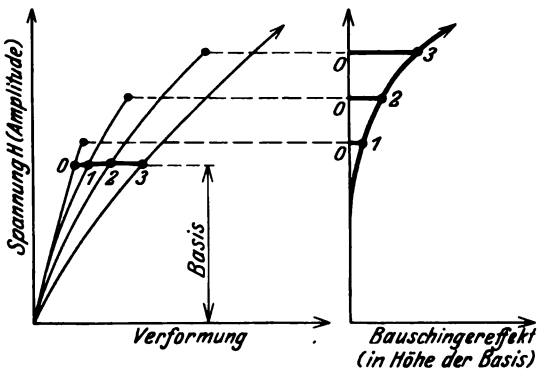


Abb. 6. Schematische Darstellung des Bauschingereffektes.

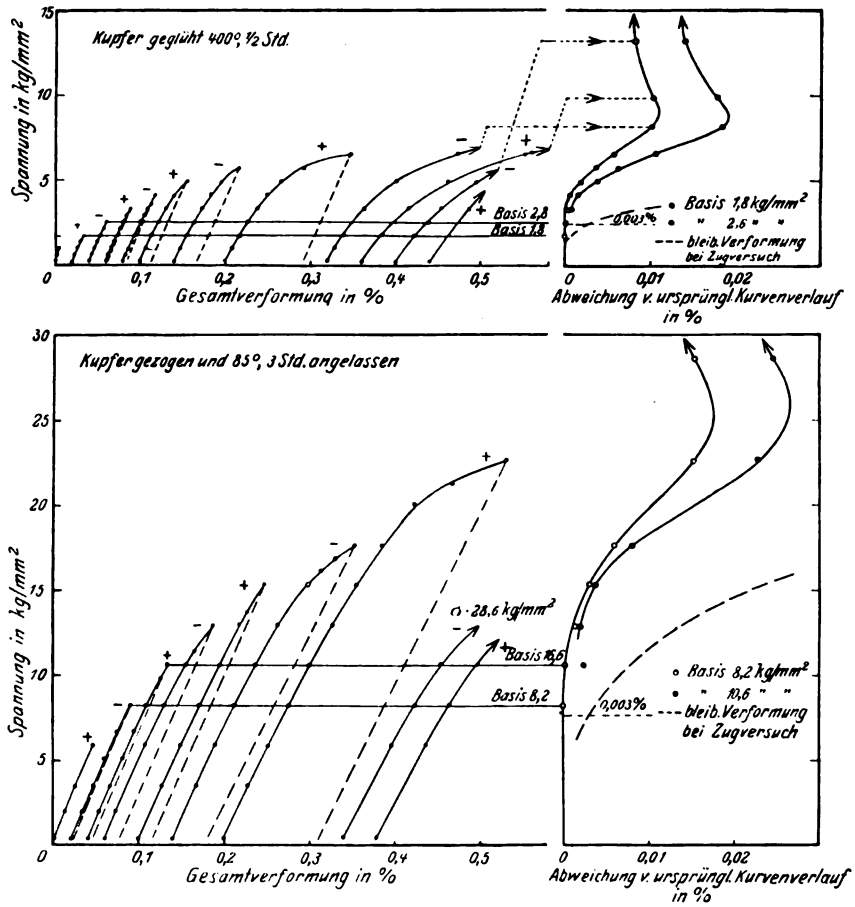


Abb. 7. u. 8. Bauschingereffekt bei Kupfer.

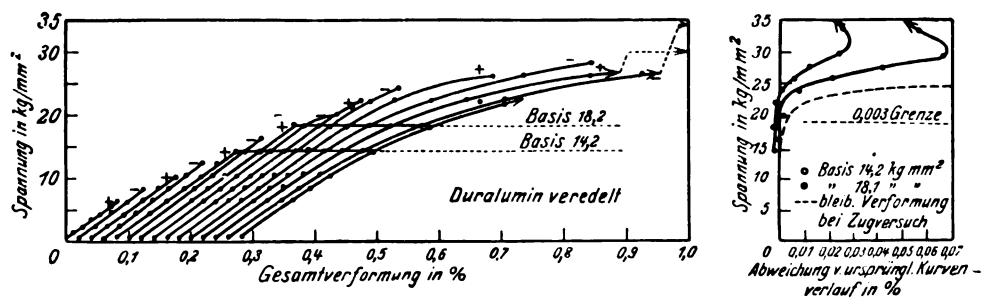


Abb. 9. Bauschingereffekt bei Duraluminium.

Digitized by Google

den Nichteisenmetallen sind die Kurven wesentlich schärfer gekrümmt als die zum Vergleich gestrichelt eingezeichneten Kurven bleibender Verformungen, die von Zugversuchen her bekannt waren. Man kann daher hier mit gewisser Berechtigung von einer neuen Spannungsgrenze sprechen, die den Beginn des Fließens bei wechselnder Beanspruchung anzeigt. Sie sei daher im folgenden mit „Wechselfließgrenze" bezeichnet.

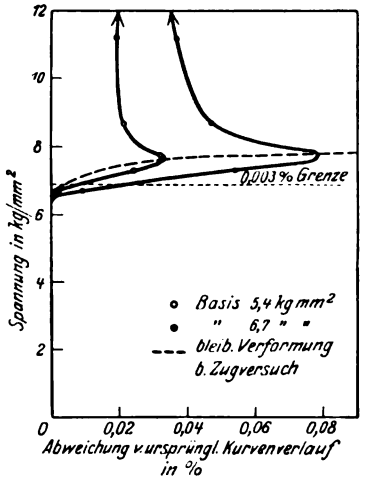


Abb. 10. Bauschingereffekt bei Elektrolyteisen.

Die Abschätzung dieser Grenze wird auch durch den Umstand erheblich erleichtert, daß die Kennkurven im Gegensatz zu den gewöhnlichen Zugkurven nach knickartigem Umbiegen vielfach nahezu geradlinig werden. Schließlich kehren die Kurven bei weiter steigender Amplitude wieder in umgekehrter Richtung scharf um, damit anzeigend, daß der Bauschingereffekt seinen Höchstwert überschritten hat.

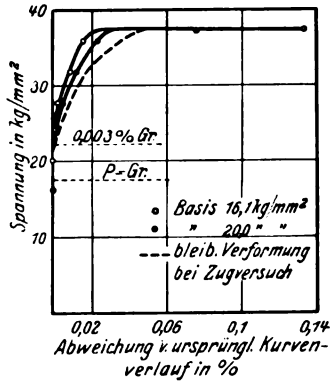


Abb. 11. Bauschingereffekt bei Mangan-Kupferstahl.

Bei den Nichteisenmetallen liegt nun eigentümlicherweise die neue Spannungsgrenze nach Abb. 7 bis 9 bei wesentlich höheren Spannungen als diejenige, bei der die ersten feststellbaren bleibenden Verformungen am üblichen Zugstab eintreten. Dies ist bei Kupfer noch ausgeprägter der Fall als bei Duralumin. Die ersten bleibenden Verformungen erweisen sich hier also in bezug auf das Einsetzen des Fließens bei Wechselbeanspruchungen praktisch als wirkungslos. Erst Verformungen in der Größe von etwa 0,01% bewirken deutliche Veränderungen der Kurvengestalt. Andererseits entstehen aber die Effekte größtenteils wesentlich unterhalb der Streckgrenze.

Bei Elektrolyteisen und Stahl fällt die neue Spannungsgrenze dagegen nach Abb. 10 bis 12 praktisch etwa mit der Proportionalitätsgrenze zusammen. Der hierauf

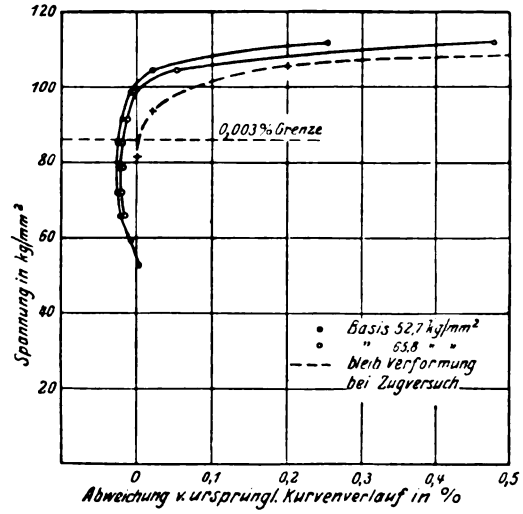


Abb. 12. Bauschingereffekt bei vergütetem Chromnickelstahl aus einer gebrauchten Kurbelwelle (begonnen mit Zug).

stark einsetzende Effekt kann als Bestätigung dafür genommen werden, daß den beim Zugversuch unterhalb der ausgeprägten Streckgrenze meist schon eintretenden plastischen Verformungsresten im vorliegenden Falle eine wirkliche Bedeutung zukommt, und daß sie nicht etwa auf häufig angenommene Versuchsstörungen zurückzuführen sind.

Das Wesen der Wechselfließgrenze läßt sich nach Abb. 13a und b schematisch darstellen: Solange die mit jedem Lastwechsel zunehmenden Amplituden unterhalb der Wechselfließgrenze bleiben, haben alle Kurven die gleiche Form, d. h. sie decken sich, wenn ihre Anfangspunkte zusammenfallend gezeichnet werden (13a). Die entstehenden Schleifen können elastischer oder auch schwach plastischer Natur sein, wobei, wie schon erwähnt wurde, die bleibende Dehnung bei einseitiger

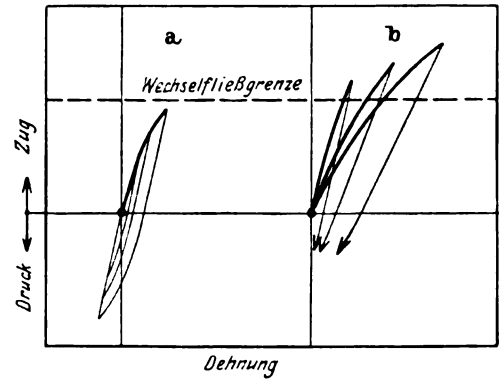


Abb. 13a u. b. Schematische Darstellung der Verformungskurven bei wechselnder Beanspruchung unterhalb und oberhalb der Wechselfließgrenze, mit steigender Amplitude.

Beanspruchung höchstens etwa 0,01% beträgt. Überschreiten die Amplituden jedoch die Wechselfließgrenze, so hat jede Kurve nach Abb. 13b von vornherein eine stärkere Krümmung erhalten, so daß auch bei kleinen Beanspruchungen erhebliche bleibende Dehnungen auftreten.

Digitized by Google

Es ist nun von grundsätzlicher Bedeutung, wie sich ein kaltgereckter Werkstoff zu der beschriebenen Methode der Grenzbestimmung verhält. Wir haben schon erkannt, daß nach Abb. 8 hartgewalztes Kupfer eine gehobene Wechselfließgrenze hat. Die dort untersuchte Probe war aber vor dem Versuch bei 100° C getempert worden, wodurch eine durch das Kaltwalzen hervorgerufene Veranlagung zum Bauschingereffekt beim folgenden Wechselversuch im Keime erstickt wurde[1]. Nach Abb. 14 ist nun ein Kupferkörper untersucht worden, welcher vor der systematischen Zug-Druckuntersuchung bis zur Höchstlast vorgereckt wurde, ohne ihn darauf zu tempern. Der vorangegangenen hohen Amplitude entsprechend, beginnen die Kennkurven bei einer hohen Ordinate, um dann auf die niedrigen Laststufen der methodischen Untersuchung zu fallen. Der durch die Abszisse dargestellte Bauschingereffekt ist bei der ersten Druckbeanspruchung des vorgereckten Werkstoffes — wie zu vermuten war — in starkem Maße vorhanden, verschwindet aber sonderbarerweise beim Beginn des zweiten Lastwechsels trotz nur geringer Anspannung fast gänzlich. Dann nimmt er ähnlich den

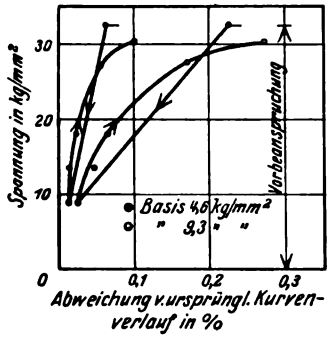


Abb. 14. Bauschingereffekt beim Übergang von einer erstmaligen hohen, mit starker Dehnung verbundenen Vorbeanspruchung zu einer von kleinen Werten ansteigenden Wechselbelastung (übliche Versuchsmethodik).

früher untersuchten Fällen wieder bis zu einem Höchstwert zu. In der Praxis läßt sich die Abb. 14 nicht verwirklichen, weil man die Kurve der Vorbeanspruchung nicht kennt. Ferner entspricht die Unsymmetrie der Amplituden in Abb. 14 nicht der bisherigen Methode. Nimmt man daher die Vorbeanspruchung als unbekannt an, so entstehen die Abb. 15a bzw. b, je nachdem, ob man die Wechselbeanspruchungen mit Zug oder Druck beginnt. Da bei Abb. 15b sich alle ermittelten Werte auf eine Ausgangskurve beziehen, die selbst einen Bauschingereffekt enthält, der beim folgenden Lastwechsel wieder zurückgeht, so fallen die Werte zunächst negativ aus. Beide Bilder können also nicht nur als Nachweis einer Vorbeanspruchung dienen, sondern ermöglichen jedes für sich, auch die Richtung der Vorbeanspruchung anzugeben. Nach diesen Ergebnissen scheint auch bei dem aus einer gebrauchten Kurbelwelle entnommenen, vergüteten Chrom-Nickelstahl (Abb. 12) ein ähnlicher Einfluß vorzuliegen. Es läßt sich natürlich noch nicht sagen, ob hier etwa innere Vergütungsspannungen einen ähnlichen Effekt erzielen wie die Verformungsspannungen und sich beide Wirkungen etwa überdecken.

[1] G. Sachs und H. Shoji, a. a. O.

Die Höhe der Wechselfließgrenze ist in Abb. 14 und 15 ebenso wie in Abb. 8 beim vorgereckten Werkstoff gehoben und es scheint, daß sie beim getemperten Werkstoff etwas höher liegt als beim ungetemperten.

Welche Bedeutung die geschilderten Erscheinungen besitzen, läßt sich vorläufig noch nicht gänzlich überblicken. In erster Linie zeigen sie, wie gering der Wert der konventionellen Elastizitäts- und Streckgrenze für die Vorgänge bei wechselnder Beanspruchung ist. Auch schon bei einfachen, sich wiederholenden Entlastungen wurde an Hand früherer Versuche mit Kupfer[1] festgestellt, daß eine gesonderte Grenze, die bei Kupfer über der konventionellen E-Grenze, aber unterhalb der Streckgrenze liegt, den Beginn der Plastizität anzeigt. Besonders hervorzuheben ist, daß ein nach Überschreiten der E-Grenze bei entgegengesetzter Beanspruchung eingeleiteter Bauschingereffekt — der ja einer Entfestigung gleichkommt — mit Einsetzen der zweiten Schwingung wieder verschwindet, um dann bei höheren Lastwechseln an der Wechselfließgrenze erneut zu erscheinen. Dieser Vorgang mag mit der bei Schwingungsbeanspruchungen bekanntgewordenen Verfestigung zu vergleichen sein. Es ist dann aber bemerkenswert, daß diese ins plastische

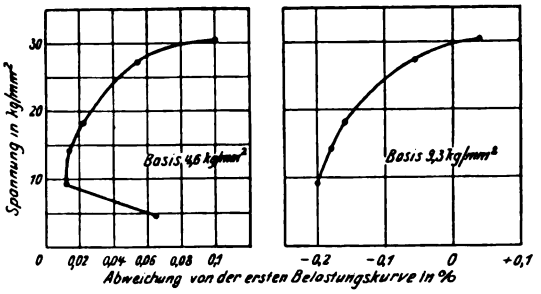


Abb. 15a u. b. Bauschingereffekt bei einer vorgedehnten Kupferprobe (Abb. 14) bei Unkenntnis der Vorbehandlung. a) Beginnend mit Zug (gleichgerichtet der unbekannten Vorbeanspruchung). b) Beginnend mit Druck (entgegengerichtet der unbekannten Vorbeanspruchung).

Gebiet reichende Wechselverfestigung schon beim zweiten Lastwechsel in Erscheinung tritt und nicht etwa als Folge einer Häufung von Schwingungen anzusehen wäre. Diese Erscheinung dürfte auf die Dauerbeanspruchung unmittelbar zu übertragen sein, womit nicht in Abrede gestellt werden soll, daß auch eine große Zahl von Schwingungen diese Verfestigung noch etwas steigern könnte.

Für den Begriff der Schwingungsfestigkeit würde außer der Wechselfließgrenze natürlich noch die bei verschiedenen Werkstoffen früher oder später einsetzende plastische Ermüdung eine Rolle spielen. Diese kann bei Vorhandensein von Plastizität aber erst durch eine große Zahl von Schwingungen erzeugt werden. Auf diese Teilerscheinung einzugehen, ist nicht die Absicht der vorliegenden Arbeit.

Die immerhin kostspielige Apparatur zur Durchführung der Versuche konnte aus Mitteln bestritten werden, die der ehemalige Präsident des Staatlichen Materialprüfungsamtes, Herr Unterstaatssekretär a. D.

[1] W. Kuntze, Mitt. Materialpr.-Amt, Sonderheft V, S. 97—113. 1929; W. Kuntze, G. Sachs und H. Sieglerschmidt, Z. Metallkunde Bd. 20, S. 64—68. 1928; W. Kuntze, Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1488—92. 1928. Vgl. auch S. 17.

Digitized by Google

Prof. Dipl.-Ing. W. von Moellendorff, in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt hat.

Zusammenfassung.

Mit Hilfe einer gut zentrierten Vorrichtung mit auswechselbarer Zug- und Druckbeanspruchung werden an zylindrischen Stäben die Verformungskurven im elastischen und plastischen Gebiet bei planmäßig gesteigerten Wechselbeanspruchungen aufgenommen. Es wird nach einem besonderen Verfahren der Bauschingereffekt, d. h. die Abweichung aller folgenden Kurven von der Ausgangskurve, festgestellt. Es ergab sich:

1. Der Bauschingereffekt setzt verhältnismäßig plötzlich an einer Lastgrenze ein, die von den konventionellen Elastizitätsgrenzen unabhängig ist und bei verschiedenen Werkstoffen in verschiedenem Sinne abweicht. Die Grenze wird Wechselfließgrenze benannt.

2. Bei einem kaltvorgereckten Werkstoff, der schon durch seine Vorgeschichte mit einem Bauschingereffekt behaftet ist, geht dieser Effekt schon beim zweiten Lastwechsel unter geringer Lastamplitude wieder zurück, erscheint aber erneut bei der dem Stoffe eigentümlichen Wechselfließgrenze.

Berechnung der Schwingungsfestigkeit aus Zugfestigkeit und Trennfestigkeit.

Von W. Kuntze[1].

Obgleich die Zahlenwerte der Schwingungsfestigkeit näher an der Elastizitätsgrenze liegen, war man bisher doch eher geneigt, eine Beziehung zur Bruchgrenze (Zugfestigkeit σ_B) zu suchen. Das hat deshalb seine Berechtigung, weil bei vielen Werkstoffen die Schwingungsfestigkeit verhältnismäßig weit ins plastische Gebiet reicht. Die plastische Verfestigungsfähigkeit bleibt nicht ohne Einwirkung auch auf die Höhe der Schwingungsfestigkeit, und diesem Umstand wird die Zugfestigkeit als Ausgangsbasis scheinbar besser gerecht als die Elastizitätsgrenze.

Der Trennungsbruch als Grundlage für die Schwingungsfestigkeit.

Man wird aber mit Fließwiderständen allein nicht auskommen, und die Tatsache, daß bei der Schwingungsbeanspruchung ein Trennungsbruch bei viel geringeren Kräften als beim statischen Zugversuch erfolgt, weist auf eine Beachtung auch der bei plastischer Verformung veränderlichen Kohäsionseigenschaften hin. Berücksichtigt man in dieser Hinsicht die Untersuchungen über die Trennfestigkeit, mit der die Spannung bezeichnet worden ist, die auch bei plastischen Stoffen zum spröden Trennungsbruch erforderlich wäre, so wird es schon leichter fallen, eine Brücke zwischen Schwingungsfestigkeit und statischer Festigkeit zu schlagen. Auch die Zerreißfestigkeit in der Einschnürung des statischen Zugstabes ist eine Trennfestigkeit, aber eine solche, die im Verlauf der Verformung schon der Zerrüttung — ähnlich der Ermüdung im Schwingungsversuch — verfallen ist.

Die Trennfestigkeit des gesunden Werkstoffes kann nur mittels eines besonderen Verfahrens ermittelt werden. Dies besteht darin, daß mittels einer Anzahl mit zunehmender Tiefe eingekerbter Zugproben derjenige Festigkeitswert durch Extrapolation festgestellt wird, der unter der Voraussetzung vollkommener Behinderung der Verformung während des Trennungsvorganges auftreten würde. Dieser Wert wechselt sehr, je nach der Verformung, die man dem Werkstoff vor Entnahme der Trennfestigkeitsproben erteilt hat.

[1] Original: Z. V. d. I.: Bd. 74, S. 231 bis 234.

Den Verlauf der Trennfestigkeit s_T nach vorangehenden Verformungen, die den einzelnen Spannungsstufen s am vergleichenden Zugversuch entsprechen, gibt an

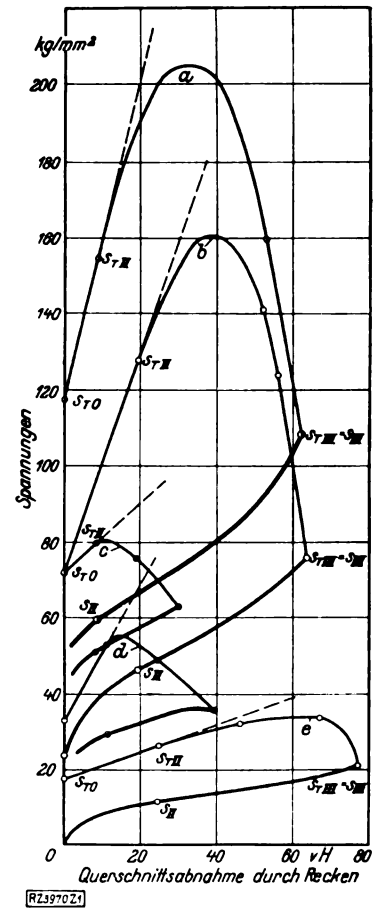


Abb. 1. Kohäsionsverfestigung und Zerrüttung im Verlaufe des Zugversuchs.
——— = Trennfestigkeit s_T;
——— = Fließwiderstand s in wahren Spannungen.
Zeiger: 0 = Ausgangszustand; *II* = Höchstlast; *III* = Trennung.
Werkstoffe: *a* = St 37, veredelt; *b* = St 37; *c* = Duralumin 681 b, veredelt; *d* = Duralumin 681 b, geglüht; *e* = Aluminium, weich (vgl. Zahlentafel 1).

einigen Beispielen Abb. 1 wieder. Im Gebiet der Streckung (gleichförmige Dehnung) steigt die Trennfestigkeit zwischen s_{T0} und s_{TII} geradlinig mit dem Reckgrad an, dann tritt im Fließkegel eine Zerrüttung hinzu, so daß nach Übersteigen eines Größtwertes die Trennfestigkeit

Digitized by Google

bis $s_{T\,III} = s_{III}$ herabfällt. Einen Gütewert des noch unversehrten Werkstoffes stellt mithin der Quotient $s_{T\,II}/s_{T\,0}$ dar, der die Steigerungsfähigkeit der Spannungen ausdrückt, ohne daß der Werkstoff hierbei Gefahr läuft,

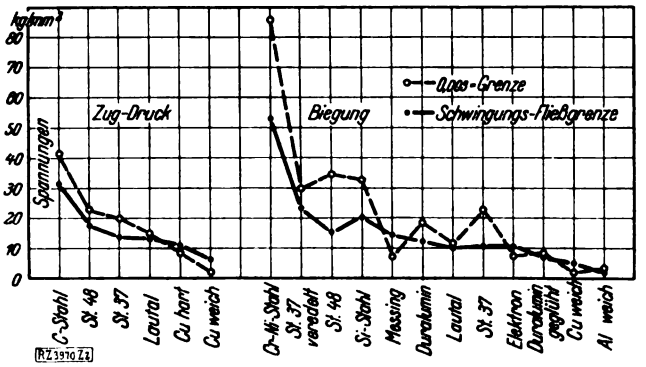


Abb. 2. Gegenüberstellung von statischer Elastizitätsgrenze (0,003%) σ_E und Schwingungsfließgrenze S_I. Werkstoffe in gleicher Reihenfolge wie in Zahlentafel 1.

einer Kohäsionszerrüttung anheimzufallen. Der $s_{T\,II}$ noch übersteigende Größtwert der Trennfestigkeit im Einschnürgebiet tritt dadurch auf, daß beim Zugversuch die Verfestigung noch notgedrungen weiterschreitet und die sie begleitende Zerrüttung an Zahlenwert noch übertrifft. Dieser Größtwert kommt für eine Gütezahl bei wiederholten Lastwechseln nicht in Frage, da eine Summierung der begonnenen Zerrüttung ein Versagen des Werkstoffes herbeiführen kann. Der Faktor $s_{T\,II}/s_{T\,0} > 1$ setzt das Vorhandensein einer gleichförmigen Dehnung voraus, seine Größe entspricht aber nicht der Größenordnung der Dehnung, da er auch vom Verfestigungsfaktor, d. h. dem Zuwachs der Kohäsion mit der Dehnungseinheit abhängig ist.

Theoretische Entwicklung und praktische Bestätigung einer Schwingungsfestigkeitsformel.

Vergleicht man nun Schwingungsversuch und statischen Zugversuch, so fällt auf — was an sich schon längst bekannt ist —, daß bei richtungs-

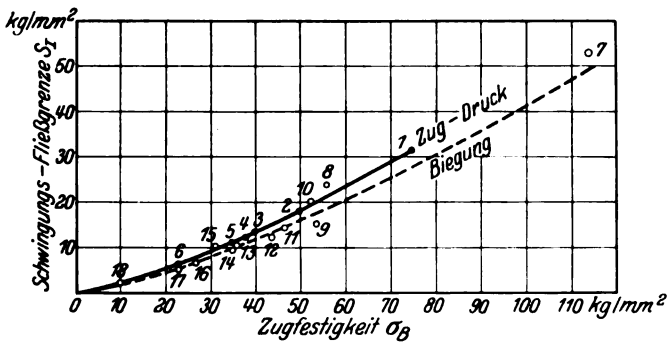


Abb. 3. Beziehung zwischen Schwingungsfließgrenze S_I und Zugfestigkeit σ_B für die in Zahlentafel 1 angegebenen Werkstoffe.
Für Biegungsschwingungen streuen die Werte, weil sie an verschiedenen Maschinen ermittelt worden sind.

wechselnder Plastizität kleinere Verformungen und geringere Anspannungen dieselbe Ermüdungswirkung erzeugen wie die verhältnismäßig großen Werte beim einseitig wirkenden Zugversuch. Die absoluten Werte spielen aber dann keine Rolle, wenn man eine Verhältniszahl, wie sie $s_{T\,II}/s_{T\,0}$ ist, in Ansatz bringt, so daß diese dem statischen Kerbzugversuch entstammende Verhältniszahl auch für die Beurteilung des Schwingungsvorganges benutzt werden darf. Dies ist schon deshalb zulässig, weil ja entsprechend ihrer Begriffsentwicklung $s_{T\,0}$ und $s_{T\,II}$ von der Belastungsgeschwindigkeit unabhängig sind. Es wird also ein Werkstoff, dessen Wert $s_{T\,II}/s_{T\,0} > 1$ ist, eine um $s_{T\,II}/s_{T\,0}$ mal so große Schwingungsfestigkeit — d. i. diejenige Spannung, bei der bei dauernder Wechselbeanspruchung eine Ermüdung gerade noch ausbleibt — aufweisen wie ein anderer Stoff, dessen Wert $s_{T\,II}/s_{T\,0} = 1$ angenommen ist.

Mithin ist

$$S = S_I \frac{s_{T\,II}}{s_{T\,0}}, \qquad (1)$$

worin S die tatsächliche Schwingungsfestig keit, S_I die gedachte Schwingungsfestigkeit unter Ausschaltung einer plastischen Kohäsionsverfestigung bedeuten.

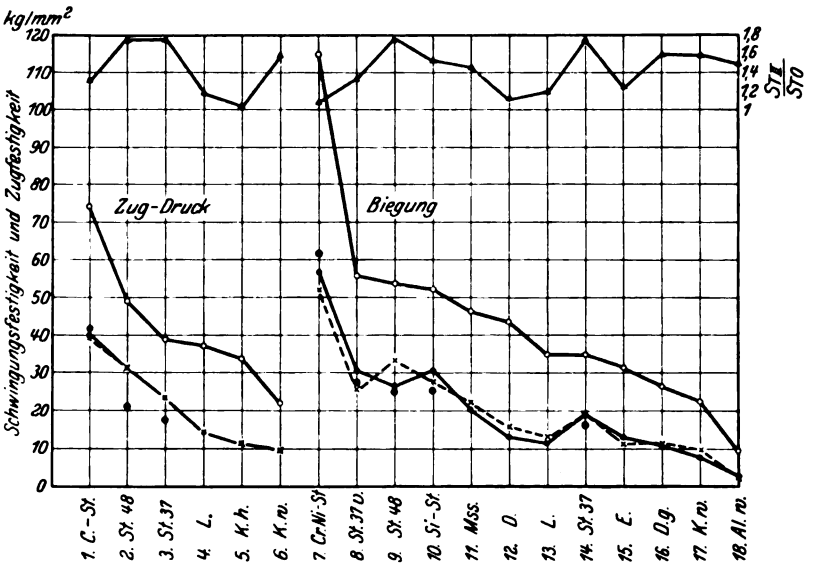


Abb. 4. Vergleich der aus statischen Werten berechneten und der in der Schwingungsmaschine ermittelten Schwingungsfestigkeit S. Werkstoffe s. Zahlentafel 1.
Für Biegungsschwingungen ist die Übereinstimmung unregelmäßig, weil die Versuche an verschiedenen Schwingungsmaschinen mit veränderlicher Versuchskonstante n ausgeführt wurden.
▲— $s_{T\,II}/s_{T\,0}$; O— σ_B; ●— S aus Versuch; ×— S berechnet; ⊙ Annäherungsformel nach Stribeck für Stähle.

Der Begriff S_I müßte dann den Sinn einer bei Schwingungen gültigen Fließgrenze haben. Er ermittelt sich aus Gl. (1) zu

$$S_I = S \frac{s_{T\,0}}{s_{T\,II}}. \qquad (2)$$

Die so aus Schwingungsfestigkeit, dividiert durch den Faktor der Kohäsionsverfestigung errechnete Schwingungsfließgrenze ist in Abb. 2 für eine Anzahl von Werkstoffen der statischen 0,003%-Grenze gegenübergestellt worden (vgl. Zahlentafel 1). Es zeigt sich, daß sie für Stähle erheblich unter, für Kupfer über und für Aluminiumlegierungen meist in der Nähe der statischen Elastizitätsgrenze liegt. Dieser Befund deckt sich mit den bei planmäßigen statischen Zug-Druck-Versuchen an denselben Werkstoffen gefundenen Erscheinungen über eine neue Spannungsgrenze, die Wechselfließgrenze, die den Beginn des plastischen Arbeitens dieser Werkstoffe (Bauschingereffekt) ausdrückt[1]. Es ergibt sich dort

[1] W. Kuntze u. G. Sachs: Metallwirtsch. Bd. 9, S. 85. 1930. Vgl. auch S. 77.

Digitized by Google

in Übereinstimmung mit den hier folgenden Untersuchungen, daß die konventionelle statische Elastizitätsgrenze keine Bedeutung für statische und dynamische Wechselbeanspruchungen hat. Vielmehr besteht, wie aus Abb. 3 deutlich hervorgeht, eine Beziehung der Schwingungsfließgrenze S_I zur Zugfestigkeit σ_B, und zwar weichen hierbei Zug-Druck und Biegung geringfügig voneinander ab. Diese Beziehung kann durch die Formel

$$S_I = \sigma_B^n - \sigma_B \qquad (3)$$

ausgedrückt werden, worin n eine Versuchskonstante darstellt, die mithin für alle kristallinen plastischen Stoffe Gültigkeit hat. Sie läßt sich dann ermitteln aus

$$n = \frac{\log(S_I + \sigma_B)}{\log \sigma_B} \qquad (4)$$

und ergab im Mittel für Zug-Druck-Schwingungen 1,079, für Biegungsschwingungen 1,074. Die Mittelbildung wurde so vorgenommen, daß die gleiche Anzahl Werkstoffe Abweichungen nach oben wie nach unten hin aufwies.

Zahlentafel 1. Zusammenstellung der Ergebnisse von Schwingungsprüfung und Kohäsionsprüfung sowie Auswertung der Beziehungen beider zueinander.

Werkstoffe	Verfasser	Schwingungsprüfung: Schwingungsfestigkeit S kg/mm²	Elastizitätsgrenze 0,003 vH σ_E kg/mm²	Zugfestigkeit σ_B kg/mm²	Kohäsionsprüfung: Trennfestigkeit s_{T_0} kg/mm²	Trennfestigkeit $s_{T_{II}}$ kg/mm²	$\frac{s_{T_{II}}}{s_{T_0}}$	Zugfestigkeit kg/mm²	Auswertungen: Schwingungsfließgrenze nach Gl. (2) S_I kg/mm²	Versuchskonstante nach Gl. (4) n	Versuchskonstante im Mittel n	Schwingungsfestigkeit nach Gl. (5) S kg/mm²
Zug-Druck-Schwingungen:												
C-Stahl, 0,7% C.	K. Memmler und K. Laute[1]	40,7	41,3	74,5	126,5	164	1,30	72,5	31,3	1,081		39,4
Stahl 48		31,2	23	49,2	87	155	1,78	49,6	17,5	1,078		31,6
Stahl 37		24	20	39,5	72	128	1,78	38	13,5	1,079	1,079	24
Lautal		14,7	11,5	38	58	68	1,17	39	12,6	1,079		14,7
Kupfer, hart. . .		11,8	8,6	34,5	84,5	89	1,05	34,9	11,2	1,08		11,7
Kupfer, weich . .		9,5	2	22,4	44	69	1,57	23,7	6,1	1,078		9,7
Biegeschwingungen:												
Cr-Ni-Stahl, 1,34% C, 3,27% Ni	K. Matthaes[2]	57	86	114,1	227	245	1,08	114,1	52,8	1,08		52
Stahl 37, veredelt	P. Ludwik[3]	31	29,8	55,7	117	154	1,32	54,2	23,5	1,087		25,8
Stahl 48.		27	34,8	53,9	87	155	1,78	49,6	15,2	1,061		33,3
Si-Stahl		31	33	52,4	98	150	1,53	50	20,3	1,082		27,4
$\alpha+\beta$-Messing . .	R. R. Moore[4]	20,4	[7,2]	46,4	55	80	1,45	43,8	14,1	1,069		22,5
Duralumin 681 b, veredelt. . . .	R. Wagner[5]	12		47,5								
	P. Ludwik	14	18,5	40,8								
	D. V. L.[6]	14		42,4								
	Mittel	13,3		43,6	72,5	80	1,1	46,3	12,1	1,066		15,6
Lautal	R. Wagner	10		32,5								
	D. V. L.	13,4		37,6								
	Mittel	11,7	11,5	35,1	58	68	1,17	39	10	1,07		12,6
Stahl 37	P. Ludwik	19	22,6	35	72	128	1,78	38	10,7	1,074	1,074	19
Elektron A. Z. M.	I. G. Farben[4]	~13		28 bis 32								
	P. Ludwik	11	7,4	31,3								
	D. V. L.	15,5		33,6								
	Mittel	13,2		31,6	42	52	1,24	33,3	10,6	1,083		11,5
Duralumin 681 b, geglüht	R. Wagner	10		26								
	P. Ludwik	12	8,1	27,1								
	Mittel	11		26,6	33,5	53	1,58	26	7	1,07		11,7
Kupfer, weich . .	H. F. Moore und Jasper	7		22,8								
	P. Ludwik	9		22,4								
	Mittel	8	2	22,6	44	69	1,57	23,7	5,1	1,065		9,4
Aluminium, weich	K. Memmler und K. Laute	3,2	2,6	9,5	18	26,5	1,47	8,7	2,2	1,092		2,5

[1] Heft 329 der Forsch.-Arb. des V. d. I., Berlin 1929.

[2] Vorgetragen auf der Tagung des Deutschen und Österreichischen Verbandes der Materialprüfungen der Technik, Wien 1929; Masch.-B.-Zg. Bd. 9, Heft 4, S. 117. 1930.

[3] Z. öst. Ing.-V. Bd. 81, S. 403. 1929.

[4] Vgl. O. Graf: Die Dauerfestigkeit der Werkstoffe und der Konstruktionselemente. Berlin 1929.

[5] Die Bestimmung der Dauerfestigkeit der knetbaren, vergüteten Leichtmetallegierungen. Berlin 1928.

[6] P. Brenner: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1884. 1928.

Digitized by Google

Da nunmehr S_I ohne weiteres aus σ_B berechnet werden kann, so ist bei Kenntnis der Kohäsionswerte auch die Schwingungsfestigkeit bekannt. Sie ergibt sich alsdann zu

$$S = (\sigma_B^n - \sigma_B) \frac{s_{TII}}{s_{T0}}. \qquad (5)$$

Zur Nachprüfung sind nun in Zahlentafel 1 Ergebnisse von Schwingungsversuchen verschiedener Forscher mit denjenigen der Kohäsionsprüfungen zusammengestellt worden. Die Schwingungsversuche mit Zug-Druck-Stäben wurden auf der im Staatlichen Materialprüfungsamt aufgestellten Maschine Bauart Schenck vorgenommen. Die Übereinstimmung der nach Gl. (5) berechneten Schwingungsfestigkeit mit der versuchsmäßig ermittelten ist hier sehr gut, weil der Versuchsfaktor n bei derselben Maschine naturgemäß unveränderlich bleibt. Die für Biegestäbe gültigen Schwingungsfestigkeiten waren indessen auf verschiedenen Maschinen ermittelt worden, bei denen Abweichungen vom mittleren Versuchsfaktor n anzunehmen sind. Mithin fällt bei der Zusammenstellung für Biegungsschwingungen die Übereinstimmung zwischen berechneter und versuchsmäßiger Schwingungsfestigkeit nicht ebenso gut aus.

Der Unterschied des Ergebnisses für Zug-Druck- und Biegungsschwingungen ist in Abb. 4 deutlich sichtbar. Hier erkennt man auch den Einfluß der Einzelfaktoren s_{TII}/s_{T0} und σ_B auf die Schwingungsfestigkeit. Zu berücksichtigen ist, daß Kohäsionsprüfung und Schwingungsprüfung nicht aus der gleichen Lieferung ausgeführt wurden, so daß Vorbehandlung und chemische Zusammensetzung nicht genau übereingestimmt haben mag. Um die Vergleichsfähigkeit der statisch und dynamisch geprüften Werkstoffe beurteilen zu können, wurden daher die beiden entsprechenden Zugfestigkeitswerte in Zahlentafel 1 angegeben. Aus diesen Tatsachen läßt sich schließen, daß die ohnehin gute Übereinstimmung zwischen berechneter und praktischer Schwingungsfestigkeit noch zuverlässiger ausfallen müßte, wenn Kohäsionsprüfung und Dauerprüfung am gleichen Werkstoffabschnitt vorgenommen werden.

Selbstverständlich wird der praktische Wert durch Risse und Kerben verändert werden. Diesem Einfluß unterliegen aber auch andere statische Untersuchungsverfahren, indem z. B. die statische Biegefähigkeit durch Risse erheblich herabgesetzt wird. Man könnte der Berücksichtigung dieses Einflusses in der Weise gerecht werden, daß man sich bei bestimmter Prüfstabform auf eine bestimmte Einkerbung einigt. Für diese müßte dann n einen bestimmten Wert annehmen, so daß auch hier die Berechnung, vermutlich unter Einbeziehung des Unterschiedes zwischen s_{T0} und σ_B in die Formel, möglich sein würde.

Bedeutung der rechnungsmäßigen Ermittlung der Schwingungsfestigkeit.

Daß die Gleichung, insbesondere der Faktor $(\sigma_B^n - \sigma_B)$ noch eine theoretisch vollkommenere Formulierung erfahren könnte, ist nicht ausgeschlossen. Wichtiger ist, daß die Trennungsfestigkeitsfrage, die bisher vielleicht im Leserkreis meiner einschlägigen Veröffentlichungen den Eindruck von mehr Interessantem, weniger aber von praktischer Bedeutung hervorgerufen haben mag, im Hinblick auf das vorliegende Ergebnis wohl dazu berufen ist, in der methodischen Prüfpraxis als notwendige Ergänzung Eingang zu finden. Der Wert der entwickelten Rechnungsformel liegt nämlich darin, daß sie für alle dehnbaren kristallinen Eisen- und Nichteisenmetalle und Legierungen gilt und daher die zeitraubende und kostspielige Ermittlung der Schwingungsfestigkeit mittels der Schwingungsmaschinen erübrigt wird. Bei einem idealspröden Werkstoff müßte allerdings die Schwingungsfestigkeit gleich der Zugfestigkeit sein, und aus diesem Grunde ist es möglich, daß Stoffe, die diesem Zustande ähneln, praktisch eine höhere Schwingungsfestigkeit aufweisen als die für plastische Stoffe gültige Formel voraussagt. Doch werden Werkstoffe mit großen Abweichungen von der Formel in der Praxis wenig anzutreffen sein.

Für die Ermittlung der Trennfestigkeitswerte s_{T0} und s_{TII} sind im ganzen 4 bis 6 Kerbzugproben notwendig, die in der Herstellung zwar einige Sorgfalt erfordern, deren gesamter Werkstoffverbrauch jedoch geringer als derjenige für einen normalen Zugstab ist: denn die Proben sind nur 50mm lang. Da bei der Prüfung nur die Festigkeit dieser Proben festzustellen wäre und eine Dehnungsmessung fortfällt, so ist der Zeitaufwand für die Prüfung selbst äußerst gering.

Daß der ehemalige Präsident des Amtes, Unterstaatssekretär a. D. Prof. Dipl.-Ing. W. v. Moellendorff, die Kohäsionsforschung durch finanzielle Unterstützung gefördert hat, sei auch bei dieser Gelegenheit dankend erwähnt.

Zusammenfassung.

Unter der Voraussetzung der Vergleichbarkeit der Vorgänge bei statischer Zug- und dynamischer Wechselbeanspruchung wurde für die Größe der Schwingungsfestigkeit folgende Formel entwickelt:

$$S = (\sigma_B^n - \sigma_B) \frac{s_{TII}}{s_{T0}},$$

worin $(\sigma_B^n - \sigma_B)$ die Schwingungsfließgrenze, s_{TII}/s_{T0} die plastische Kohäsionsverfestigung bedeuten. Es ergab sich: $n = 1{,}079$ für Zug-Druck-, $n = 1{,}074$ für Biegungsschwingungen. Die Beziehung wird durch praktische Versuche bestätigt gefunden.

Fragen der technischen Kohäsion.

Von **W. Kuntze**[1].

Hinsichtlich des Widerstandes, den die Werkstoffe einwirkenden Kräften entgegensetzen, unterscheidet man zwei Vorgänge, das Fließen und Trennen. Der Fließvorgang stand schon immer im Vordergrund des Interesses, er ist der zeitlich zuerst eintretende und kann schon ein Versagen der Konstruktion herbeiführen. Die hierbei wirkenden Kräfte, die Schubwiderstände sind leicht meßbar. So ist es verständlich, daß Methodik und

[1] Original: Z. Metallkunde, Bd. 22, S. 264 bis 268. 1930.

Digitized by Google

Theorie sich fast nur mit den Schubspannungen als Urheber des Bruches befassen.

Nun lehrt die Erfahrung in Übereinstimmung mit bestehenden Theorien, daß ein Reißen auch eines plastischen Körpers unter Normalspannungen eintreten kann, wenn der Schubwiderstand größer als der Trennwiderstand wird. Diese Tatsache dürfte genügen, die unumschränkte Herrschaft der Fließgesetze in der Materialprüfung von vornherein als nicht berechtigt anzusehen und der paritätischen Bewertung und gleichzeitigen methodischen Ermittlung von Trenn- und Schubwiderstand das Wort zu reden.

Ermittlungsgang der technischen Kohäsion.

Durch das statische Experiment läßt sich der reine Trennungsbruch eines plastischen Werkstoffes indessen nicht unmittelbar verwirklichen. Man gelangt daher nur durch eine Extrapolation zum Ziel, wie sie schematisch in Abb. 1a dargestellt ist. Diese wird dadurch praktisch durchführbar, daß die Festigkeitszunahme von querschnittsrunden Kerbzugproben mit der Querschnittsabnahme durch Einkerben linear verläuft. Selbstverständlich darf man versuchstechnische Störungen dieses Gesetzes, die bei der Empfindlichkeit der Proben sehr natürlich sind, nicht aufkommen lassen. Ihre Beherrschung gehört in das Gebiet der Methodik zur Trennfestigkeitsermittlung, die im Staatlichen Materialprüfungsamt schon soweit durchgebildet ist, daß sie bei geeigneter Anleitung ebenso geläufig durchführbar ist wie die übliche Festigkeitsmethodik. Die Extrapolation in Abb. 1a nach links durchgeführt, ergibt die übliche Zugfestigkeit, nach rechts die Trennfestigkeit, d. h. die Normalbruchspannung. Allerdings ist hierbei noch eine Einschränkung zu machen: Streng genommen müßte nämlich auch die Größe des Kerbwinkels auf Null hin extrapoliert werden. Bei dem gebräuchlichen Kerbwinkel von 60° ist aber der Haupteffekt der Kerbwirkung, nämlich die Unterbindung der Verformung schon erzielt, so daß spitzere Winkel erfahrungsgemäß eine nur sehr wenig höhere Trennfestigkeit ergeben. Die Festigkeitsgerade in Abb. 1a enthält in ihrem Verlauf keine wahren Spannungen, lediglich im Trennfestigkeitspunkt stimmen wahre Spannung und Last überein, weil erst hier jegliche Verformung aufgehört hat.

Es ist aus Theorie und Praxis bekannt, daß im Kerbgrund die elastischen Anspannungen größer sind als in den übrigen Querschnittsteilen. Zugleich tritt hier eine Erhöhung der Fließwiderstände ein. Daraus folgt, daß die übliche mittlere Festigkeit, die ja auch ein Fließwiderstand ist, infolge der Einkerbung bei plastischen Stoffen steigen muß. Die häufige Annahme, daß durch die Überhöhung der Anspannungen im Kerbgrund die mittlere Festigkeit herabgemindert wird, besteht nur bei sehr spröden Stoffen und hier nur bedingt zu Recht, weil bei ihnen die Trennungskohäsion im Kerbgrund verfrüht — also bei kleinerer mittlerer Spannung — erreicht werden kann. Wo in diesem Sinne die praktische Grenze zwischen spröde und plastisch liegt, bedarf noch einer planmäßigen Feststellung. Nun ist auch beim plastischen Stoff im Falle der Extrapolation nach rechts (Abb. 1a) der spröde Zustand begriffsgemäß vollständig erreicht. Da aber nach der begrifflichen Voraussetzung kein Querschnitt mehr vorhanden ist, kann auch keine unterschiedliche Spannungsverteilung wirksam sein, d. h. der extrapolierte Bruch müßte bei der wirklichen technischen Trennungskohäsion, die hier mit Trennfestigkeit bezeichnet ist, stattfinden. Es ist gewissermaßen nur noch Kerbwirkung mit erhöhter Anspannung vorhanden. Aus diesem Grunde muß sich auch ein sehr spröder Körper bei tiefster Einkerbung auf die wirkliche Trennfestigkeit hin extrapolieren lassen. Die Festigkeitslinie wäre dann keine Gerade mehr, sondern eine nach oben offene Kurve, die bei mittlerer Kerbtiefe aus genanntem Grunde abfällt und bei tiefster Einkerbung wieder angestiegen ist. Dieser Fall kommt aber in der Praxis wenig vor, da schon ein geringes Maß von Plastizität auf die Spannungsunterschiede ausgleichend einwirkt. So ergab selbst Gußeisen eine horizontale Gerade[1]. Daß die Festigkeitsgerade der Abb. 1a, die ja auf ihrer ganzen Länge Schubfestigkeitswerte enthält, im Grenzpunkt auf die Trennfestigkeit hinläuft, steht in Übereinstimmung mit der Bruchtheorie von Griffith, welche für den spröden Bruch die Schubfestigkeit gleich der Trennfestigkeit errechnet.

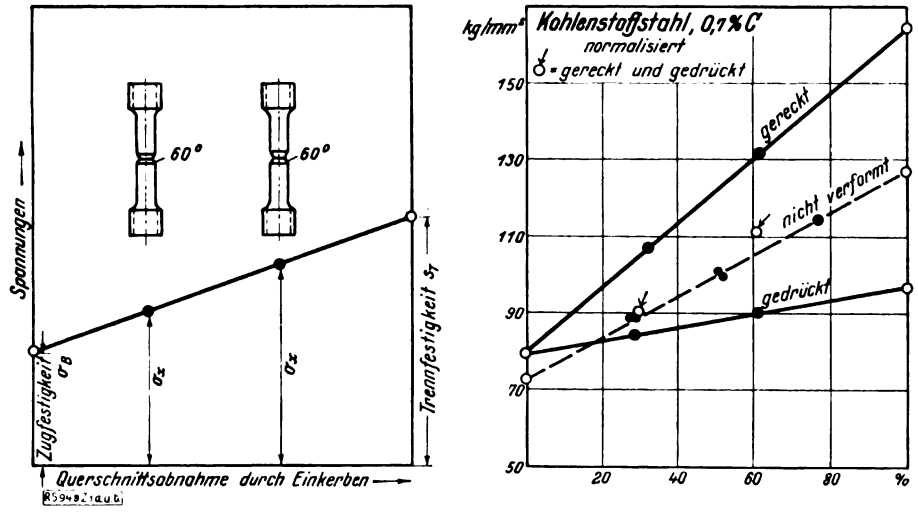


Abb. 1a und b. Ermittlung der Trennfestigkeit aus Kerbzugproben.

Der Winkel, den die Festigkeitsgerade mit der Abszisse einschließt, ist vom Werkstoff abhängig. Seine Tangente addiert sich mit der Zugfestigkeit zur Trennfestigkeit. Wenn dieser Winkel auch für einen technisch spröden Werkstoff klein ist, so ist er für plastische Werkstoffe doch nicht von der Größe der Zugstabdehnung abhängig. Auch von anderen Kennziffern wurde bisher

[1] Z. V. d. I. Bd. 74, S. 78 bis 82. 1930. Vgl. auch S. 71.

Digitized by Google

keine Abhängigkeit entdeckt, so daß er als selbständige Werkstoffkonstante aufzufassen ist. Er baut aber im Zusammenwirken mit einer größeren Anzahl anderer Konstanten den sehr komplexen und veränderlichen Begriff der Bruchdehnung — Streckung als auch örtlichen Einschnürung — auf[1].

Die technische Kohäsion als Ausdruck für Störungen im inneren Aufbau.

In Abb. 1b findet sich ein praktisches Beispiel an Kohlenstoffstahl. Die gestrichelte Linie betrifft das Ausgangsmaterial im normalisierten Zustand. Dann wurde der Werkstoff einmal bis zur Höchstlast kalt vorgereckt, das andere Mal im gleichen Maßstabe gedrückt. Die Trennfestigkeit steigt im ersten Falle erheblich an, im zweiten Falle sinkt sie fast um den gleichen Betrag unter diejenige des Ausgangszustandes herab. Wir erkennen hier also eine ähnliche Erscheinung wie beim Bauschingereffekt in bezug auf die Elastizitätsgrenze. Bei entgegengerichteter Beanspruchung fallen die Werte. Während aber der Bauschingereffekt nur solange sichtbar bleibt als die entgegengesetzt gerichtete Beanspruchung gering ist und bei stärkerer Belastung infolge plastischer Verformung wieder vollkommen verschwindet, bleibt die Wirkung in bezug auf die Trennfestigkeit erhalten, weil für ihre Ermittlung begriffsgemäß jede Verformung ausgeschaltet ist. Die beiden Festigkeitsgeraden des vorgereckten und gedrückten Materials schneiden sich also links in einem Punkte gleicher Zugfestigkeit, wohingegen sie nach rechts in der geschilderten Weise auseinanderstreben. Der hier gezeigte Trennungseffekt scheint in seiner Auswirkung auf die gesamte Technologie von größerer Bedeutung zu werden. Hat doch der entgegengesetzt beanspruchte Werkstoff vom Gesichtspunkt des verformungslosen Bruches erheblich an Festigkeit eingebüßt, während die übliche Zugfestigkeit davon nichts anzeigt.

Die Erscheinung ist von so ausgeprägter Kontrastwirkung, daß es sich verlohnt, zu untersuchen, wie sie sich zu bestehenden Theorien verhält. Die hier gemessenen Kräfte stehen in gar keinem Einklang zur Atomtheorie, die ja im großen und ganzen tausendfache Werte schätzt. Eine Möglichkeit, diese Disharmonie auszugleichen, bietet die Griffithsche Bruchtheorie[2]. Griffith errechnet die Festigkeitsminderung, die kleine, innere Risse im idealspröden Werkstoff verursachen, und man kann aus seinen Ergebnissen folgern, daß die örtliche Überbeanspruchung, die in der Ecke eines Risses das Weiterreißen bewirkt, gleich der atomaren Festigkeit ist, wohingegen die mittlere oder technische Reißfestigkeit je nach Gestalt und Lage der Risse erheblich geringer ausfällt. Nimmt man nun an, wie das neuerdings mehr und mehr geschieht, daß Risse oder Lockerstellen in feinster Verteilung im Werkstoff vorkommen[1], so müßte die Trennfestigkeit von der Gestaltung und Häufigkeit dieser kleinsten Fehlstellen abhängen. Sind verschiedene Rißrichtungen und -formen wegen ihrer Häufigkeit gleichmäßig untereinander vermengt, so kann man von einer quasiisotropen Rißstruktur sprechen, d. h. die Festigkeitsminderung wird sich nach allen Richtungen in gleichem Maße auswirken. Eine plastische Verformung in bestimmter Richtung könnte aber eine Anisotropie des Rißeinflusses auslösen. Dieser Fall wäre dann mit Hilfe der Trennfestigkeit nach Abb. 1b zu kontrollieren, und die Frage ist die, ob der Trennungseffekt in Übereinstimmung mit den Griffithschen Untersuchungen steht. Betrachtet man dieserhalb um größerer Klarheit und Einfachheit der Überlegung willen nur längs und senkrecht zur Kraftrichtung liegende Risse und gibt ihnen die Idealgestalt, die Griffith mathematisch verwertet, indem er eine ellipsenförmige Hohlstelle in einen strichförmigen Spalt gesetzmäßig übergehen läßt, so erhält man die in Abb. 2 dargestellte Reihenfolge, in

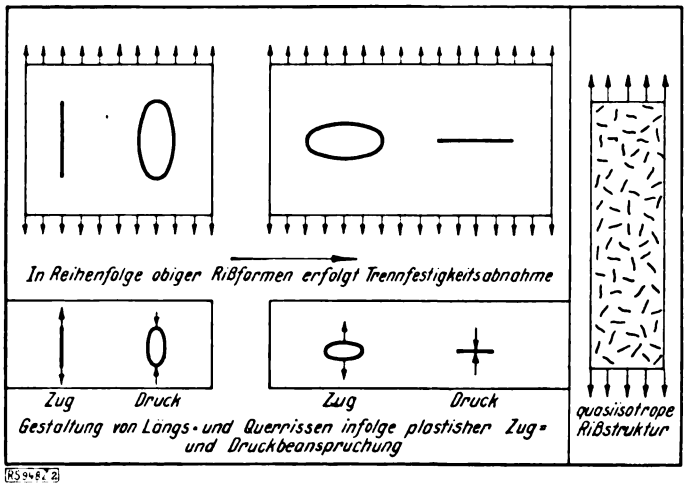


Abb. 2. Erläuterung des Einflusses mikroskopisch nicht erfaßbarer Rißstrukturen (Lockerstellen) auf die Trennfestigkeit.

der nach Griffith die genannten Formen und Richtungen der Risse eine wachsende Festigkeitsminderung hervorbringen. Nun interessiert, um auf den Effekt in Abb. 1b zurückzukommen, welche Gestalt bei plastischer Zug- und Druckverformung Längs- und Querrisse annehmen werden. Dies ist ebenfalls in Abb. 2 schematisch dargestellt. Man erkennt leicht, daß nach dem oben in der Abbildung dargestellten Gestaltseinfluß zu urteilen, für Längsrisse sowohl als für Querrisse jedesmal die vorangegangene plastische Zugbeanspruchung die größere technische Zerreißfestigkeit gegenüber der vorangegangenen Druckverformung erzielen muß. Dies steht in Übereinstimmung mit dem Experiment der Abb. 1b. Erklärlich wäre dann auch, daß gleichstarkes, aufeinanderfolgendes Vorrecken und Vordrücken sich gewissermaßen aufheben und wieder fast die Trennfestigkeit des Ausgangsmaterials zur Folge hatten (Abb. 1b).

Man könnte hiernach von Rißstrukturen sprechen, die auf die Neigung zum Trennungsbruch von bedeutendem Einfluß sind. Glücklicherweise scheint der Tren-

[1] Z. Metallkunde Bd. 22, S. 14 bis 22. 1930. Vgl. auch S. 61.

[2] A. A. Griffith: Phil. Trans. Bd. 221, S. 163 bis 198. 1921; Proc. of the 1. intern. congress for applied mechanies S. 55, Delft 1924. Vgl. Handb. d. Physik Bd. 6. Berlin 1928.

[1] A. Smekal: Z. techn. Phys. Bd. 7, S. 535. 1926; Phys. Z. Bd. 26, S. 707. 1925.

Digitized by Google

nungseffekt nur Hand in Hand mit dem Bauschingereffekt aufzutreten, d. h. einer Herabsetzung der Trennungskohäsion nach vorangegangener entgegengesetzter plastischer Verformung entspricht zugleich eine Herabsetzung der Elastizitätsgrenze. Hierdurch wird aber die Schlagbrüchigkeit gemildert, was später noch erläutert werden soll. Eine Nachprüfung ergab, daß bei dem betreffenden Stahl (0,7% C) nach plastischer Verformung und nachfolgendem Erwärmen auf 100° die auf Null gesunkene *E*-Grenze sich nicht wieder heben ließ. Im Gegensatz hierzu zeigte ein Siliziumstahl (0,1% C, 0,9% Si) den Trennungseffekt nicht. Seine Trennungsfestigkeit lag beim gedrückten und gereckten Werkstoff gleich hoch. Er erwies sich aber bei der Nachprüfung der elastischen Eigenschaften als sehr leicht alterungsfähig, d. h. durch Lagern oder geringes Erwärmen stieg die E-Grenze wieder an. Erschöpfend untersucht sind diese Erscheinungen noch nicht. Jedenfalls dürfte aus den gegebenen Beispielen hervorgehen, daß aus den Ergebnissen von Kerbzugversuchen jederzeit Überraschungen zu erwarten sind und daß mit ihrer Hilfe Eigenschaften angedeutet werden, gegenüber denen die üblichen am Zugstab gemessenen Festigkeitswerte unempfindlich sind.

Wie sich die Zugfestigkeit zu Rißstrukturen verhält, dürfte noch nicht ganz klar liegen. Nach der Kerbwirkung zu urteilen, müßte sie steigen. Nach den allerdings makroskopischen Untersuchungen von A. Thum[1] ist sie teilweise größer, teilweise fällt sie etwas herab. Letztere Wirkung mag daher kommen, daß die für die Verformungsbehinderung an einem Riß notwendige Steifigkeit des überstehenden Materials durch die benachbarten Risse nicht nur aufgehoben, sondern die Verformungsfähigkeit des Gesamtkörpers gefördert und damit die Festigkeit herabgesetzt wird. Es überdecken sich hier also zwei entgegengerichtete Einwirkungen, deren Resultierende vom Verhältnis der Porengröße zum gegenseitigen Abstand der einzelnen Poren in der Schubrichtung abhängen dürfte. Es können sich also beide Wirkungen aufheben. So konnte an Aluminiumspritzguß nachgewiesen werden, daß makroskopische Poren abgesehen von der mit der Querschnittsminderung verbundenen Abnahme keine weitere Zugfestigkeitsminderung hervorriefen[2].

Selbstverständlich sind Begriffe wie Lockerstellen oder Rißstrukturen nicht wörtlich so zu verstehen, wie sie Abb. 2 schematisch darstellt. Ob Risse wirklich vorhanden sind, die vielleicht bei der Bearbeitung wieder vollständig zusammengeknetet wurden, ohne den festen Zusammenhang des Werkstoffes wieder zu erreichen oder ob sie beim Schleifen verschmiert werden, läßt sich bei mikroskopischer Betrachtung des Schliffbildes nicht nachweisen. Auch liegt es in der Natur der Röntgenpraxis, daß sie mit ihrer Hilfe nicht zu sehen sind. Es müssen aber Festigkeitsinhomogenitäten im Werkstoff vorhanden sein, die sich nach Verformungen vektoriell äußern können, und die nicht den üblich gemessenen statischen Formänderungswiderstand, wohl aber den sogenannten spröden Bruch beeinflussen können. In diesem Sinne läßt sich die Auffassung von Smekal über die Abweichungen vom idealen Gitterbau und deren Auswirkung auf den Gleitmechanismus mit den hier geschilderten Kohäsionseffekten sehr gut in Einklang bringen. Keine Bedeutung hat es aber für die vorliegenden Betrachtungen, ob der Bruch interkristalliner oder intrakristalliner Natur ist.

Daß auch die Korrosion, besonders wenn sie bekanntermaßen unter Schwingungen beschleunigt wird[1], auf das Vorhandensein von Rissen und eine damit zusammenhängende größere und tiefer wirkende Abgriffsfläche zurückgeführt werden kann, liegt sehr nahe.

Zur Mechanik der Schub- und Kohäsionswiderstände.

Wenn man indessen glauben wollte, daß mit der Herabsetzung der Trennfestigkeit durch eine unmittelbar vorangehende, entgegengesetzt gerichtete Verformung die Vorgänge der Wechselbeanspruchung aufzuklären seien, befände man sich im Irrtum. Die eben geschilderte Herabsetzung der Trennfestigkeit ist lediglich vektorieller Natur, wobei der Stoff im technischen Sinne noch völlig gesund sein kann, wohingegen gefahrbringende Wechselbeanspruchungen meist von einer Ermüdung begleitet sind, die als Kohäsionszerrüttung zum Ausdruck kommt. Die Zerrüttung ist jedoch nicht nur an Wechselbeanspruchungen gebunden, sie tritt auch bei einseitiger starker Verformung auf. Dieser Vorgang ist in Abb. 3a bis c an drei verschiedenen Werkstoffen veranschaulicht worden. Über der in wahren Spannungen dargestellten Verformungskurve ist die Trennfestigkeitskurve eingetragen, welche die Veränderung der Trennfestigkeit mit laufender Reckung angibt. Der während der gleichförmigen Dehnung (Streckung) vorhandene lineare Trennfestigkeitsanstieg wird in seinem weiteren Verlaufe im Einschnürgebiet zwischen II und III von der Zerrüttung überdeckt, die schließlich überhand nimmt, so daß bei Gleichheit von Trennfestigkeit und Fließwiderstand in III der Bruch eintritt. Die Spannungsvorgänge dieses Schaubildes finden sich nicht nur am Zugstab verwirklicht, sondern dem Wesen nach in allen gezogenen Fasern eines irgendwie beanspruchten Werkstückes. Wird also ein auf Druck beanspruchter Körper an irgendeiner Stelle Zugspannungen erhalten, so tritt auch bei Druckbeanspruchungen der Bruch unter Überwindung der Trennfestigkeit ein. Diese Auffassung stünde wiederum im Einklang mit der Griffithschen Bruchtheorie, die entgegen den bisherigen Vorstellungen über den Bruchvorgang (z. B. Mohrsche Bruchtheorie) bei Druckbeanspruchung den Bruch als Zerreißungsbruch ansieht.

Die nicht leicht abzuwägende Bedeutung von Schub- und Trennwiderständen sei wie folgt kurz zusammengefaßt: Für den Eintritt des Fließens und für die Höchstgetragene Last — also für die Elastizitäts-, Streck- und Bruchgrenze — sind die Schubspannungen maß-

[1] Gieß. Bd. 16, S. 1164 bis 1173. 1929.; A. Thum und H. Ude: Z. V. d. I. Bd. 74, S. 257 bis 264.

[2] L. Frommer, W. Kuntze und G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 73, S. 1609 bis 1612. 1929. Mitt. Sonderh. XIII. 1930.

[1] D. J. Mc. Adam: Transact. of the Amer. Soc. of Mech. Eng. Bd. 51, Nr. 10; D. Thoma: Z. V. d. I. Bd. 74, S. 719. 1930.

Digitized by Google

gebend, für das Zerreißen bei ganz oder teilweise unterbundener Verformung also bei Schlag-, Dauer-, Kerbbeanspruchung besonders unter Kältegraden die Normalspannungen. Selbst wenn die Zerreißfläche mit einer Schubfläche zusammenfällt, wie das bei fast allen Brüchen von Einkristallen und in der Trichterbruchfläche eines vielkristallinen Zugstabes der Fall ist, so kommt die Trennung nur dadurch zustande, daß infolge der plastischen Verschiebung der Trennwiderstand (nach Abb. 3) eine Zerrüttung erlitten hat, wodurch nunmehr in der Schubfläche nur geringe Normalspannungen zur endgültigen Trennung erforderlich sind. Ein Trennen durch reine Schubkräfte wäre nur möglich, wenn, wie man es beim idealen Scherversuch beabsichtigt, die beiden voneinander zu trennenden Teile vollständig aneinander vorbeischiebt. Das ist selbst

formungsgrad beginnt, obgleich beim Ziehen eine Einschnürung nicht auftritt. Das Wesen der Einschnürdehnung bleibt also auch beim Kaltziehen in der Düse gewahrt. Nur tritt die Zerrüttung milder auf, so daß größere Ziehgrade als Einschnürgrade möglich sind. Daß der Werkstoff bei starkem Kaltziehen an Güte verliert, die nach den bisherigen Erfahrungen wahrscheinlich auch durch Ausglühen nicht wieder vollkommen herzustellen ist, läßt sich mit Hilfe der üblichen Methodik, die nur Schubspannungen mißt, nicht nachweisen.

Das Schaubild der Abb. 3 läßt sich nun nach verschiedener Richtung hin auswerten. In vertikaler Richtung gibt der jeweilige Abstand zwischen Fließkurve[1] und Trennkurve die Höhe einer möglichen Überbeanspruchung bis zum Bruch an, die unter all den Umständen, welche eine Hebung der Fließwiderstände (Beispiel:

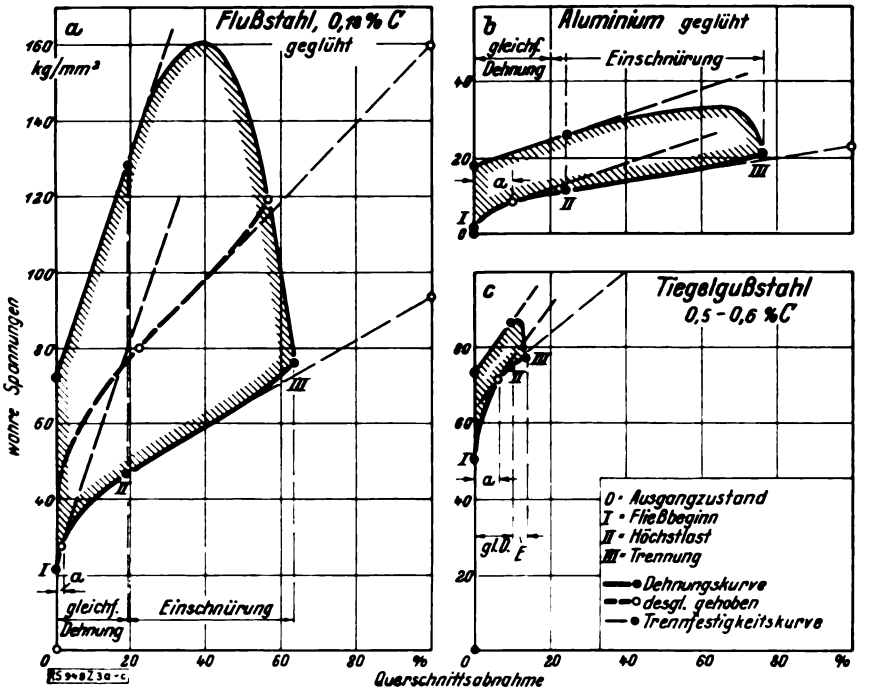


Abb. 3a bis c. Verlauf von Trennfestigkeit und Fließwiderstand beim Recken des Zugstabes.

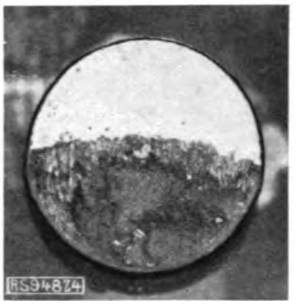


Abb. 4. Bruchfläche eines Kupferrundstabes nach dem Scherversuch.

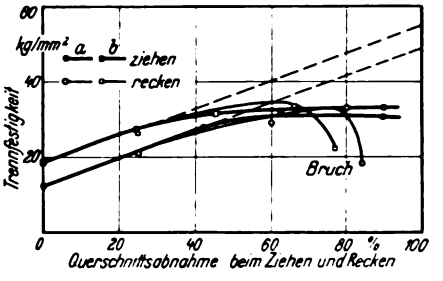


Abb. 5 Verlauf der Trennfestigkeit beim Kaltziehen und -recken von Aluminiumstäben: a) sehr rein 99,9%; b) handelsüblich.

beim praktischen Scherversuch nicht möglich, denn die endgültige Trennung tritt mehr oder weniger immer infolge nicht zu vermeidender Normalkräfte bei gleichzeitiger Zerrüttung des Trennwiderstandes in der Scherfläche plötzlich ein, nachdem man die Flächen erst etwa um die Hälfte ihrer ursprünglichen Größe aneinander vorbeigeschoben hat (Abb. 4). Nur der Werkstoff Blei läßt sich bekanntlich in eine Spitze ausziehen, weil infolge ständiger Erweichung während der Verformung der Fließwiderstand niedrig und der Trennwiderstand hoch verbleibt. Eine Zerrüttung der Fließwiderstände ist aus dem Spannungsdehnungsbild des Zugversuchs bisher nicht bekannt geworden.

Es wurde betont, daß die Vorgänge der Abb. 3 nicht nur am Zugstabe zu finden sind. Als Beispiel sei hier das Ziehen angeführt (Abb. 5). Man erkennt beim Vergleich eines in der Prüfmaschine gereckten und eines in der Düse kaltgezogenen Aluminiumstabes, daß die Zerrüttung des Trennwiderstandes nach etwa gleichem Ver-

gestrichelte Verformungskurve Abb. 3a) bei Temperatur-, Beschleunigungs- oder Gestaltseinflüssen zur Folge haben, eintreten kann. Die Trennfestigkeit gibt die letzte Grenze der Haltbarkeit an und ist ein Begriff, der gewissermaßen beständig im Verborgenen lauert und das Schicksal eines Werkstückes bestimmt. Die schraffierte Fläche bildet eine Reserve für Beanspruchungen über die Kräfte des Zugversuchs hinaus. Das, was man gemeinhin als Fähigkeit bezeichnet, Überbeanspruchungen auszugleichen, das spielt sich innerhalb dieser Fläche ab. Dieser Kräftemaßstab ist relativ zu bewerten, d. h. es kommt immer auf das Verhältnis von Trennwiderstand zum Fließwiderstand an. Dieses Verhältnis ändert sich aber im Verlaufe der Verformung. Bis zu einer Verformung a verläuft der Fließwiderstand steiler als der Trennwiderstand, was in der Abb. 3 da-

[1] Die hier kurzerhand gewählte Bezeichnung „Fließkurve" ist nicht mit der von P. Ludwik entwickelten universellen Fließkurve zu verwechseln.

Digitized by Google

durch kenntlich gmacht ist, daß an die Fließkurve eine dem Verlauf der Trennkurve zwischen I und II parallele Tangente gelegt wurde. Die Möglichkeit, daß die infolge irgendwelcher Umstände gehobene Fließkurve die Trennkurve schneidet, ist mithin zunächst nur innerhalb der Verformung *a* vorhanden. Das würde einem spröden Bruch gleichkommen. Haben aber die äußeren Einflüsse nicht vollständig ausgereicht, innerhalb *a* eine Erhöhung der Fließwiderstände bis zur Trennkurve hervorzubringen, so ist wegen des nun steileren Anstieges der Trennkurve ein Überschneiden zunächst nicht mehr möglich und tritt erst nach großer Verformung im Zerrüttungsgebiet bei wieder abfallender Trennfestigkeit ein, d. h. es findet ein zäher Bruch statt. So wird es verständlich, daß Schlagzugversuche mit zylindrischen Stäben im Vergleich zum statischen Versuch eine fast übereinstimmende große Bruchdehnung ergaben, während die strengere Kerbschlagprobe am gleichen Werkstoff den spröden Bruch zur Folge hatte. Auf diese Weise wird auch der bei der Kerbschlagprobe bekannt gewordene plötzliche Übergang vom spröden zum zähen Bruch erklärlich.

Anwendungen.

Häufig gibt es bekanntlich bei der Kerbschlagprobe entweder nur sehr spröde oder sehr zähe Brüche, während die Übergangsstadien um so seltener sind, je steiler der Übergang von der Tief- zur Hochlage vor sich geht. Ist nun die Strecke *a* wie bei Flußstahl sehr kurz (Abb. 3a), so muß nach den vorangehenden Erörterungen auch das Übergangsgebiet steil sein, wohingegen ein höherer Kohlenstoffgehalt (Abb. 3c Tiegelgußstahl 0,5 bis 0,6% C) eine größere Strecke *a* und infolgedessen in Übereinstimmung mit den Erfahrungen an der Kerbschlagprobe ein flacheres und ausgedehnteres Übergangs-

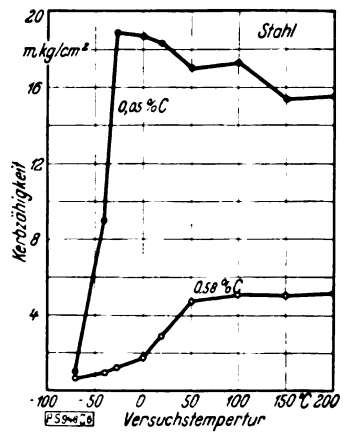


Abb. 6. Abfallgebiet der Kerbzähigkeit zweier Stähle von verschiedenem Kohlenstoffgehalt (nach F. Körber und A. Pomp).

gebiet aufweist (Abb. 6). Das Übergangsgebiet vom sogenannten körnigen zum sehnigen Bruch hat demnach eine grundsätzliche allen kristallinen Stoffen eigene physikalische Bedeutung. Es tritt bei einer bestimmten dem Stoffe eigentümlichen Verformungsbeschleunigung ein, die dem Wesen nach gleichbedeutend mit der „Grenzschlaggeschwindigkeit" nach Moser ist[1]. Daß das Übergangsgebiet innerhalb der Strecke *a* variieren kann, hat nichts zu sagen. Körniger Bruch tritt ein, wenn der Trennwiderstand schon im Ausgangszustand oder nach geringer Verfestigung überwunden wird, sehniger Bruch, wenn die Erreichung des Trennwiderstandes erst nach seiner Zerrüttung stattfindet. Der Unterschied zwischen beiden Brucharten ist somit nicht aus dem kristallographischen Aufbau des Eisens heraus zu verstehen[1]. Daß beide Fälle nicht unbedingt bei jedem Werkstoff sichtbar werden, hängt von den äußeren für den Werkstoff spezifischen Umständen ab.

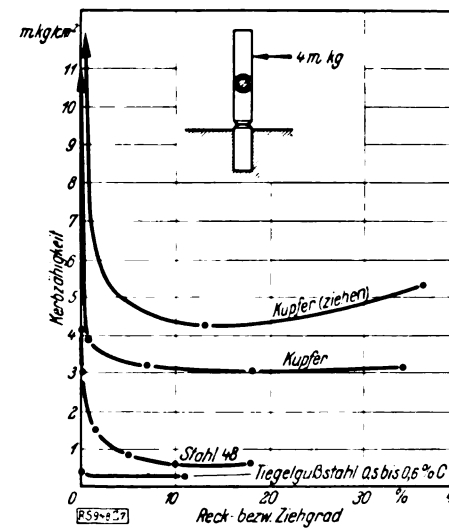


Abb. 7. Veränderlichkeit der Kerbzähigkeit durch Verformung.

Aus derselben Überlegung muß ein Werkstoff den größten Abfall der Kerbzähigkeit bei kleinen Reckungen ($\leq a$) erleiden, wie sich das sehr treffend in Abb. 7 bestätigt findet. Bei größeren Vorreckungen wird der Trennwiderstand (nach Abb. 3) im Vergleich zum Fließwiderstand wieder größer, so daß die Kerbzähigkeit wie beispielsweise beim gezogenen Kupfer wieder etwas ansteigt. Da aber der Werkstoff durch das Vorrecken auch ständig an Arbeitsvermögen verliert, so heben sich bei größerer Reckung beide entgegengesetzt wirkenden Einflüsse auf und die Kerbzähigkeit bleibt nach dem ersten großen Abfall meist etwas konstant.

Nach dem bisher Gesagten müßte nun das Verhältnis Trennfestigkeit:Streckgrenze einen Anhalt für den Eintritt des spröden Bruches und somit für die Kerbzähigkeit geben. Im großen und ganzen stimmt das auch. Die Dinge sind indessen im Augenblick noch nicht so vollkommen geklärt, um schon an einen unmittelbaren methodischen Ersatz für den Begriff Kerbzähigkeit zu denken. Jedoch dürften Bemühungen in dieser Hinsicht keineswegs aussichtslos sein. In verhältnismäßig einfacher Weise gestalten sich aber die Beziehungen der statisch ermittelten Kohäsionswerte zur Ermüdung der Werkstoffe bei Dauerbeanspruchungen.

In horizontaler Richtung gibt nämlich die Abb. 3 Gelegenheit zwischen Kohäsionsverfestigung und Zerrüttung zu unterscheiden. Die Verformung zwi-

[1] M. Moser: Kruppsche Monatsh. Bd. 5, S. 48 bis 58. 1924.

[1] F. Fettweis vertritt die entgegengesetzte Ansicht (vgl. Stahleisen Bd. 49, S. 1621 bis 1627. 1929), der bei der hier vertretenen Anschauung nicht beigepflichtet werden kann.

Digitized by Google

schen I und II (Streckung) geht unter Verfestigung ohne Zerrüttung vor sich, ist also ermüdungsfrei. Da aber vielmehr Bedürfnis vorhanden ist, dieses ermüdungsfreie plastische Gebiet in Spannungen auszudrücken, so ist der Wert s_{TII}/s_{T0}, d. h. das Verhältnis der Trennfestigkeit im bis zur Höchstlast vorgereckten Zustand zur ursprünglichen Trennfestigkeit ein Maßstab für eine ermüdungsfreie plastische Anspannung. Aus diesem sehr einfachen Gedankengang ergab sich die praktisch bisher bei allen untersuchten plastischen Werkstoffen bestätigt gefundene Beziehung für die Schwingungsfestigkeit[1]:

$$S = S_I \frac{s_{TII}}{s_{T0}},$$

worin S_I die Schwingungsfließgrenze bedeutet, die sich empirisch aus der Zugfestigkeit ermitteln läßt. Es ergab sich nämlich:

$$S_I = \sigma_B^n - \sigma_B .$$

n ist hier eine Versuchskonstante, die also keine Stoffeigenschaft in sich schließt. Darin liegt eine grundsätzliche Bedeutung. Der Stoff ist durch die Trennfestigkeitswerte s_{TII} und s_{T0} sowie durch σ_B vollkommen gekennzeichnet. Die Konstante n enthält nur noch den Einfluß einer einheitlichen Maschinenwirkung und Stabform auf den Schubwiderstand σ_B. Damit ist aber gesagt, daß es eine feststehende Schwingungsfestigkeit nicht gibt, sondern nur diejenige einer festgelegten Stabform bei bestimmter Maschinenwirkung. Also dieselbe Erscheinung, wie sie von der statischen Zugfestigkeit σ_B her bekannt ist. In dieser Erkenntnis liegt zugleich die Forderung, unter Ausschaltung nur bedingt gültiger komplexer Prüfkennziffern die Werkstoff- und Versuchskonstanten getrennt zu ermitteln und mit beiden die wirkliche Festigkeit eines Werkstoffgebildes aufzubauen. Die Ermittlung der Werkstoffkonstanten gehört alsdann in den Bereich der eigentlichen Werkstoffprüfung, wohingegen die Ermittlung der Versuchskonstanten für praktisch vorliegende Verhältnisse, sei es empirisch, sei es theoretisch, im Rahmen einer „Mechanik" das Bindeglied zwischen Werkstoffprüfung und Konstruktion bilden würde. Diese Ziele liegen nicht fern. Schon beim augenblicklichen Stand der Kohäsionsforschung lassen sich komplexe, der praktischen Gebrauchsweise angepaßten Begriffe, wie Kerbzähigkeit, Schwingungsfestigkeit[1], Bruchdehnung[2], Zugfestigkeit (Abb. 1a) mittelbar oder unmittelbar auf den Begriff Trennfestigkeit zurückführen. Damit wäre man nach P. Ludwik[3] auf dem Wege zur Hauptaufgabe einer wissenschaftlichen Materialprüfung: Aus möglichst wenigen sicher und eindeutig zu bestimmenden Stoffkonstanten das Verhalten des Stoffes unter den verschiedensten Beanspruchungsverhältnissen ableiten zu können.

[1] Z. V. d. I. Bd. 74, S. 231 bis 234. 1930. Vgl. auch S. 82.

Zusammenfassung.

Es wird darauf hingewiesen, daß die herkömmliche Anschauung den Eintritt des Bruches aus den Schubspannungen herleitet, daß es aber sehr erfolgversprechend ist, die Normalspannung zu verfolgen, unter welchen der Bruch eintritt, falls der Schubwiderstand größer wird als der Trennwiderstand. Letzterer ist im technischen Sinne viel kleiner als nach den Gesetzen der Atomphysik anzunehmen ist. Dieser Widerspruch dürfte auf das neuerdings immer mehr vermutete Vorhandensein von Lockerstellen oder kleinsten Rissen im Werkstoff zurückzuführen sein. Je nach der Vorbehandlung des Werkstoffes (hauptsächlich Verformen), welche die Rißgestaltung bedingt, kann man von Rißstrukturen sprechen, die auf die Größe der Trennfestigkeit einwirken, wobei der Sinn der Veränderlichkeit im Einklang mit der Griffithschen Bruchtheorie steht. Die versuchstechnische Ermittlung der Trennfestigkeit bildet mithin eine wirksame Kontrolle dieser Art vermuteter Gefügegestaltung, deren man mit bisherigen Methoden nicht beizukommen vermochte.

Auch der Eintritt der Ermüdung der Werkstoffe bei Dauerbeanspruchung ist mit Hilfe der Trennfestigkeitsermittlung festzulegen und eine verhältnismäßig einfache statische Ermittlungsmethode der Schwingungsfestigkeit gefunden worden. Die Bruchdehnung und Zugfestigkeit kann auf die Trennfestigkeit zurückgeführt und die im Zusammenhange mit der Kerbschlagprobe auftretenden Erscheinungen mit Hilfe der Trennfestigkeit erklärt werden.

Die Durchbildung der Kohäsionsmethodik ist ein Schritt weiter zu dem längst erstrebten Ziel, die verschiedensten Beanspruchungsverhältnisse aus wenigen und eindeutigen Stoffkonstanten ableiten zu können.

[1] Vgl. Fußnote 1, S. 91.
[2] Siehe Fußnote 1, S. 87.
[3] Vgl. Metallwirtsch. Bd. 8, S. 867. 1929.

Druck der Spamerschen Buchdruckerei in Leipzig.
Printed in Germany.

Digitized by Google

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten

Sonderheft XV:
Arbeiten aus dem **Staatlichen Materialprüfungsamt** zu Berlin-Dahlem

Inhalt

Seite

Bierett, G. Ein Beitrag zur Frage der Spannungsstörungen in Bolzenverbindungen. Experimentelle Untersuchung eines Augenstabes 3

Memmler, K., und **K. Laute.** Untersuchungen metallischer Baustoffe auf Schwingungsfestigkeit mit der Hochfrequenz-Zug-Druck-Maschine (Bauart Schenck) 39

Stamer, J. Untersuchungen an zugfesten Anschlüssen im Holzbau 70

Mit 98 Abbildungen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1931

Digitized by Google

Inhalt.

Ein Beitrag zur Frage der Spannungsstörungen in Bolzenverbindungen. Experimentelle Untersuchung eines Augenstabes.

Von **G. Bierett.**

Seite

A. Einleitung 3

Begriff der Spannungsstörung. — Einige häufige Fälle von Spannungsstörungen. — Spannungsstörungen in Bolzenverbindungen. — Festigkeit und Ausnutzung von spannungsgestörten Teilen.

B. Untersuchung eines Augenstabes.

Allgemeines.

1. Umfang der Untersuchung 5
2. Ausbildung des Augenstabes und Versuchsanordnung 5
3. Die gebräuchlichsten Verfahren zur experimentellen Ermittlung ebener Spannungszustände. Zusammenhänge zwischen Dehnung und Spannung 6
4. Meßgeräte, Meßlängen, Meßfehler und Meßsystem 8
5. Versuchsausführung 12
6. Die Kraftverteilung auf die beiden Halbstäbe 12
7. Die Kraftverteilung auf den Halbstab und die Beibleche im Auge. Materialeigenschaften . 13
8. Einführung der Materialkonstanten in die Rechnung 13

I. Formänderungen und Spannungen im Bereich elastischer Formänderungen.

1. Formänderungen am Auge, Lochleibungsdrücke, Tangential- und Schubspannungen . 14
2. Formänderungen und Spannungen im Flankenquerschnitt 16
3. Die Verteilung des Lochleibungsdruckes:
   a) Gleichgewichtsbedingungen 18
   b) Das Gesetz für die Verteilung des Lochleibungsdruckes nach den Versuchsergebnissen 18
   c) Kritik der Feststellungen über die Verteilung des Lochleibungsdruckes 20
   d) Die Anstrengung des Materials an der Lochleibung 21
4. Das Gesetz für die Spannungsverteilung im Flankenquerschnitt 22

   Vergleich der Versuchsergebnisse mit den Ergebnissen der Bekeschen Näherungstheorie und den Ergebnissen der strengen Theorie nach Reissner.
5. Formänderungen und Spannungen im Scheitelschnitt 24
6. Die Spannungsverteilung über das Blech . . 25

   Normalspannungen in den Schnitten parallel und senkrecht zur Zugachse. — Die Hauptspannungsrichtungen. — Radial- und Tangentialspannungen. — Der Druckkern.

II. Formänderungen und Spannungen im Bereich plastischer Formänderungen.

1. Die Versuchsausführung bei höheren Lasten 28
2. Formänderungen und Spannungen im Flankenschnitt. Erhöhung der Festigkeitswerte durch Behinderung der plastischen Verformung 30
   a) Erhöhung der Elastizitätsgrenze 30
   b) Dehnung und Spannung in nächster Nähe der Peripherie nach Beginn der bleibenden Verformung 32
   c) Die Quernormalspannungen 33
   d) Die Spannungsreste infolge plastischer Verformung 34
   e) Die Erhöhung der Festigkeit 35
3. Radiale Formänderungen an der Lochleibung 36
4. Die Zerstörung des Stabes 37

C. Zusammenfassung 37

Dauerversuche an der Hochfrequenz-Zug-Druck-Maschine (Bauart Schenck).

Von **K. Memmler** und **K. Laute.**

Einleitung 39

I. Hochfrequente Dauer-Zug-Druck-Maschine 40
   a) Allgemeines 40
   b) Der mechanische Teil des Antriebsystems . . . 40
   c) Elektrischer Teil des Antriebsystems 41
   d) Meßsystem 41
   e) Weitere Ausrüstung der Maschine 42

II. Betriebserfahrungen mit der Maschine . . 42
   a) Belastungskonstanz 43
   b) Leistungsmessung 43
   c) Schwingungsmesser 43
   d) Leistungsgrenze der Maschine 44
   e) Ölkühlung 45

III. Versuche 45
   a) Werkstoffe 45
   b) Form des Prüfstabes 45
   c) Ermittlung der Schwingungsfestigkeit 52
   d) Allgemeine Zusammenstellung der Versuchsergebnisse 52
   e) Gegliederte Darstellung der Versuchsergebnisse . 52

IV. Allgemeine Schlußfolgerungen. 58
   a) εN-Diagramm 58
   b) Höchste Periodenzahl bis zum Bruch 59
   c) Ermüdung 59
   d) Verfestigung 59
   e) Veränderung des statischen $\sigma\varepsilon$-Diagramms durch Dauerbeanspruchung 60
   f) Frequenzeinfluß 62
   g) Beziehungen zwischen Schwingungsfestigkeit und statischen Festigkeitswerten 63
   h) Kurzprüfverfahren 67
   i) Werkstoffdämpfung 68
   k) Oberflächeneinfluß 68

V. Bruchercheinungen 69

Schlußwort 70

Untersuchungen an zugfesten Anschlüssen im Holzbau. Von **Johs. Stamer.**

Einleitende Versuche mit glatten Dornen.

Untersuchungen mit glatten Dornen 70
Einfluß der Dorndicke 71
Einfluß des Seitenverhaltnisses der Außenholzer . . . 71
Einfluß der Dornzahl 72
Einfluß des Winkels Kraft—Faserrichtung 73

Digitized by Google

Ein Beitrag zur Frage der Spannungsstörungen in Bolzenverbindungen.

Experimentelle Untersuchung eines Augenstabes[1].

Von G. Bierett.

A. Einleitung.

Die durch äußere Kräfte hervorgerufenen inneren Spannungszustände in einem Konstruktionsteil können im allgemeinen mit Hilfe von exakten Theorien oder von praktisch als einwandfrei anzusehenden Näherungstheorien ermittelt werden, wenn die Schwerlinie in dem zu untersuchenden Bereich des Konstruktionsteiles stetig verläuft und die Ausbildung der Konstruktion nicht andere Unstetigkeiten aufweist. Jede Unstetigkeit hinsichtlich der Ausbildung und der Führung der Schwerlinie führt zu Spannungsstörungen. Die Lösung derartiger Spannungsaufgaben ist auf Grund der Elastizitätstheorie möglich und für viele Fälle durchgeführt, wenn auch oftmals zur Gewinnung mathematischer Ansätze Annahmen gemacht werden müssen, die nicht genau zutreffen.

Ähnliche Schwierigkeiten bietet die Ermittlung der Spannungszustände in Nähe der Angriffspunkte äußerer Kräfte. Mathematische Lösungen für derartige Fälle liegen ebenfalls vor, doch werden hierbei gewöhnlich Annahmen über die Art des Kraftangriffes gemacht, die den tatsächlichen Verhältnissen nicht immer entsprechen. Der mathematischen Behandlung derartiger Fälle wird im allgemeinen punktförmiger Lastangriff oder ein bestimmtes Lastverteilungsgesetz zugrunde gelegt. In der Unsicherheit über diese Annahmen ist der Grund zu suchen, daß für viele wichtige Aufgaben noch keine strengen Lösungen vorliegen, da gerade die Art der Verteilung der äußeren Kraft, deren Kenntnis für die mathematische Behandlung des elastischen Problems zur Voraussetzung zu machen ist, unbekannt ist.

Im Metallbau schließt fast jede Konstruktion eine große Zahl von derartigen Problemen in sich. Die Verbindung der Eisenteile durch Nietung stellt derartige Aufgaben mannigfaltiger Art, zu deren Erfassung mehrere Grundaufgaben gelöst werden mußten, von denen folgende auch für die vorliegende Arbeit von Bedeutung sind:

1. Feststellung der Spannungsverhältnisse in einem durchlochten Zugstab, der durch Längskräfte beansprucht ist.

2. Feststellung der Spannungsverhältnisse in einem derartigen Stab, wenn das Loch durch einen Nietbolzen, der keine Kräfte überträgt, ausgefüllt ist.

3. Feststellung des Spannungszustandes in einem Blech in Nähe eines kraftübertragenden Bolzens.

Zu 1. Der erste Fall ist theoretisch und versuchsmäßig am häufigsten behandelt worden. Die theoretische Lösung für den unendlich breiten Stab haben zuerst Kirsch[1] und Föppl[2] angegeben. Kirsch, der die Gleichungen für die elastischen Verschiebungen durch Probieren gefunden hat, kommt durch diese zu Gleichungen für die Normal- und Schubspannungen, die die Rand- und Gleichgewichtsbedingungen erfüllen. A. Föppl hat später diese Gleichungen mit Hilfe der Airyschen Spannungsfunktion abgeleitet. Willheim und Leon haben dann, ausgehend von den theoretischen Ermittlungen für den Stab unendlicher Breite und gestützt auf Versuche an gelochten Stäben aus Glas, entsprechende Näherungsformeln für den Stab endlicher Breite entwickelt[3] und später die Spannungen in einem gelochten Stab endlicher Breite berechnet[4], indem sie den mittleren Teil des Stabes als Kreisring auffaßten und für diesen eine gleichmäßige Belastung nach beiden Richtungen der Stabachse annahmen.

Durch den Versuch ermittelte als erster Preuß die Spannungen im kleinsten Querschnitt eines gelochten Zugstabes[5], Versuche, die die theoretische Behandlung dieser Aufgabe stark gefördert haben. Die von Rudeloff für den Deutschen Stahlbau-Verband ausgeführten Versuche[6] dieser Art befaßten sich mit dem zweilochigen Stab, ebenso die Versuche von Leon und Zidlicky[7],

---

[1] Die vorliegende Arbeit ist das Ergebnis einer im Jahre 1927 für die Tiefbaudeputation der Stadt Berlin im Staatlichen Materialprüfungsamt, Berlin-Dahlem, Abteilung für Maschinen- und Eisenbau, Leiter Direktor Prof. Dipl.-Ing. K. Memmler, anläßlich der Erbauung der Hängebrücke über den Humboldt-Hafen (Hugo Preuß-Brücke) von mir als Angehörigen des Amtes durchgeführten Untersuchung. Der Tiefbaudeputation, die die Kosten des Versuches trug, insbesondere dem Leiter des Brückenbauamtes, Herrn Magistratsoberbaurat Dipl.-Ing. Usinger, und dem entwurfs- und bauleitenden Abteilungsvorstand, Herrn Magistratsoberbaurat Dipl.-Ing. Cornehls, die die Durchführung der Untersuchung in diesem Umfange ermöglichten, möchte ich besonders danken.

[1] Kirsch: Z. V. d. I. 1898, S. 11.

[2] A. Föppl: Vorlesungen über technische Mechanik Bd. V, S. 352.

[3] A. Leon und F. Willheim: Die Spannungsverteilung in gelochten und gekerbten Zugstäben. Mitt. d. Technischen Versuchsamtes Wien 1914, S. 33.

[4] A. Leon und F. Willheim: Z. Mat. u. Phys. 1917, Heft 3, S. 233.

[5] E. Preuß: Versuche über die Spannungsverteilung in gelochten Zugstäben. Z. V. d. I. 1912, S. 1780 und Forsch.-Arb. V. d. I. Nr. 126.

[6] Rudeloff: Berichte des Ausschusses für Versuche im Eisenbau Ausgabe A, Heft 1. 1915.

[7] A. Leon und R. Zidlicky: Die Ausnutzung des Materials in gelochten Körpern. Z. V. d. I. 1915, S. 11.

Digitized by Google

die ihre Versuche an doppeltgelochten Kautschukstreifen anstellten.

Zu 2. Für den Fall des Lochstabes, dessen Loch durch einen Bolzen ausgefüllt ist, ohne daß dieser durch äußere Kräfte belastet ist, liegen die Versuchsergebnisse von Coker[1] und Rudeloff[2] vor. Theoretisch ist dieser Fall noch nicht behandelt worden, wohl hauptsächlich, weil über die infolge der Querdehnung auftretenden Druckspannungen am Lochrand und ihr Verteilungsgesetz keine sicheren Annahmen gemacht werden konnten.

Zu 3. Während der vorgenannte Fall praktisch am wenigsten bedeutsam ist, ist die Kenntnis des in einem Blech durch einen belasteten Bolzen hervorgerufenen Spannungszustandes von größtem Interesse, da hierin der Ausgangspunkt für die Feststellung des Kräftespiels in jeder Niet- und Bolzenverbindung zu suchen ist. Die bis heute vorliegenden mathematischen Lösungen, die sich mit diesem Problem befassen, tragen infolge ihrer Annahme über den Kraftangriff dem praktischen Fall nur bedingt Rechnung. Gelöst ist die Frage nach der Verteilung einer in einem Punkt einer allseitig unbegrenzten Ebene angreifenden Kraft[3]. Von dieser Lösung ausgehend, ermittelte Melan[4] die Verteilung der Kraft in einem Streifen endlicher Breite (Kraftrichtung parallel zum Rande) durch Aufteilen der Ebene von unendlicher Breite in Streifen von der Breite π, in deren Mittellinien die Kräfte P angreifen, und durch Ansetzen der Randbedingungen (Normalspannung an den Rändern senkrecht zur Kraftrichtung gleich 0 und Schubspannung an den Rändern gleich 0) für die Schnitte $\pm\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$, usw. Abb. 1.

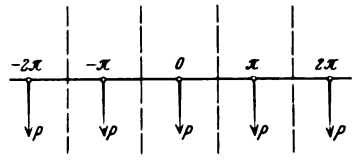


Abb. 1.

Die letzte Lösung kann unter gewissen Voraussetzungen zur Bestimmung mancher Nietaufgaben benutzt werden, da die Lösung gestattet, die Spannungszustände infolge mehrerer, in verschiedenen Punkten angreifender Kräfte zu überlagern. Bedingung dabei ist, daß das Blech in Richtung der Kraft eine größere Länge hat, da die strenge Lösung für das unendlich lange Blech durchgeführt ist. Die so ermittelten Ergebnisse werden mit den tatsächlichen um so besser übereinstimmen, je größer das Verhältnis von Blechbreite zum Nietdurchmesser ist. Die auf diesem Wege festgestellten Spannungen können jedoch nur so lange den tatsächlichen annähernd entsprechen, als die Kraft auf das Blech durch Reibung übertragen wird, also eine sich auf den Umfang des Nietloches verteilende Kraft, deren Resultierende im Nietlochmittelpunkt angreift, angenommen werden kann.

[1] Coker: Engg., März 1913, S. 439. The distribution of stress due to a rivet in a plate.

[2] Siehe Anm. 6 auf S. 3.

[3] Föppl: Drang und Zwang Bd. I, S. 261, und Love-Timpe: Lehrbuch der Elastizität S. 248 und 250.

[4] E. Melan: Die Verteilung der Kraft in einem Streifen von endlicher Breite. Z. ang. Math. Mech. 1925, S. 314.

Diese Einschränkungen lassen schon erkennen, daß die angezogenen Lösungen für Bolzenverbindungen, bei denen die Kraft nur auf der in Richtung der Kraft liegenden halben Leibungsfläche übertragen wird, nicht brauchbar sind, zumal außerdem diese Bolzen in der Praxis meistens am Ende eines Bleches auftreten. In den wichtigsten Bolzenverbindungen — Augenstäbe in Hängebrücken, gelenkige Stabanschlüsse in Fachwerken — kann überdies auch die Voraussetzung des punktförmigen Kraftangriffes nicht gemacht werden, da das Verhältnis von Blechbreite zum Durchmesser klein ist.

In Anbetracht der Wichtigkeit dieser Frage untersuchte Rühl die Spannungsverhältnisse in einer durch Bolzen gespannten Platte[1]. Die gleiche Aufgabe behandelte Coker durch den Versuch[2], der das von ihm zu großer Vollkommenheit entwickelte, optische Meßverfahren[3] unter Verwendung von Versuchsstücken aus durchsichtigem Material anwendete.

In einer vor einiger Zeit erschienenen Arbeit berichtet Mathar[4] über experimentelle Untersuchungen an Stangenköpfen, in denen vor allem der Einfluß verschiedener Formgebung und verschiedener Bolzeneinpassung auf die tangentialen Formänderungen am Auge untersucht wurden. Die Ergebnisse sind auch für den Stahlbau qualitativ beachtenswert, wenn auch die mehr dem Maschinenbau angelehnten Formgebungs- und Abmessungsverhältnisse der Versuchsstücke erheblich von der heute im Stahlbau durch die Verwendung von Augenblechen mehr üblichen Formgebung des nicht verbreiterten, sondern verstärkten Kopfes abweichen. Augen ähnlicher Ausbildung wie Mathar untersuchten auch Takemura und Hosokawa[5] durch die optische Methode. Sie stellten je nach der Kopfausbildung eine Veränderung der Größe der größten auftretenden Schubspannung und des Ortes, an dem diese am Lochrand auftritt, fest.

In den älteren theoretischen Untersuchungen von Augen wurden wegen der auftretenden, rechnerischen Schwierigkeiten und auch wegen der ungeklärten Randbedingungen immer Annahmen und Vereinfachungen gemacht: Die Ergebnisse der verschiedenen Theorien (Baumann, Watzinger, Matsumura[6]) weichen des-

[1] D. Rühl: Experimentelle Ermittlung ebener Verschiebungs- und Spannungszustände auf neuem Wege und Anwendung auf eine durch zwei Nietbolzen gespannte Platte. Dissertation, Danzig 1918 und Forsch.-Arb. V. d. I. Nr. 221.

[2] Siehe Anm. 1 auf S. 4 links.

[3] Zusammenfassende Berichte: Wächtler: Über die Anwendung der akzidentellen Doppelbrechung zum Studium der Spannungsverteilung in beanspruchten Körpern. Phys. Z. 1928. — Dr.-Ing. R. Bernhard: Der Bauingenieur 1928, S. 127, und Mesmer: Z. V. d. I. 1928, S. 951.

L. Föppl: Untersuchung ebener Spannungszustände mit Hilfe der Doppelbrechung. Sitzungsber. der Bayr. Akad. d. Wissensch. 1928, S. 247.

[4] Dr.-Ing. Joseph Mathar: Über die Spannungsverteilung in Stangenköpfen. Forsch.-Arb. V. d. I. Nr. 306.

[5] K. Takemura und Y. Hosokawa: Eye-shaped End of Bar investigated by Photo-elastic Method. — Report of the Aeronautical Research Institute, Tokio Imperial University Nr. 18. 1926.

[6] Baumann: Die Berechnung von gekrümmten Stäben. Z. V. d. I. 1908, S. 337 und 376. — Watzinger: Die Spannungsverteilung in geschlossenen Schubstangenköpfen. Z. V. d. I. 1909, S. 1033. — Matsumura: Die Festigkeit geschlossener Schubstangenköpfe. Z. V. d. I. 1911, S. 460.

Digitized by Google

halb auch mehr oder weniger voneinander ab. Die aufgestellten Berechnungsarten unterscheiden sich hauptsächlich in der Annahme über die eintretenden Verformungen und in der Annahme über die Druckverteilung. Die Untersuchung wird teilweise rein rechnerisch, zum Teil hauptsächlich zeichnerisch durchgeführt. Die für den gekrümmten Stab geltenden Biegungsgesetze werden in einigen Untersuchungen zur Vereinfachung durch die Gesetze für den geraden Stab ersetzt.

Eine theoretische Lösung versuchte Beke zu geben, indem er das Auge als statisch unbestimmten, geschlossenen Kreisring unter Annahme eines bestimmten Gesetzes für den Lochleibungsdruck und einiger weiterer Voraussetzungen berechnete[1].

Praktisch erfolgte die Bemessung der Augenstäbe im Brückenbau in Ermangelung genauer Untersuchungen vielfach auf Grund von empirischen Formeln und Erfahrungswerten, die man durch Zerreißversuche mit Augengliedern gewonnen hatte[2]. Neuerdings wird für den Stahlbau die Anwendung der Bekeschen Lösung unter gewissen Einschränkungen empfohlen[3] und auch vielfach zur Abschätzung der größten Spannungen benutzt.

Eine exakte Lösung dieses Problems war bis in neuerer Zeit nicht vorhanden. Erst vor zwei Jahren wurde eine streng theoretische Lösung von H. Reißner[4] bekannt, der die Spannungen von Ringscheiben mit vorgeschriebenen radialen und tangentialen Verschiebungen oder Spannungen an den Rändern mit Hilfe von trigonometrischen Reihen, deren Koeffizienten als Integrale einer totalen Differentialgleichung Funktionen des Radius sind, berechnete.

Bei all diesen theoretischen und experimentellen Lösungen für den Lochstab und den Augenstab handelte es sich nur um die Ermittlung der Spannungsverteilung im elastischen Formänderungsbereich. Keine dieser Arbeiten behandelt das Problem hinsichtlich der infolge des ungünstigen Spannungszustandes vorliegenden Fließ- und Bruchgefahr. Da aus Zerreißversuchen mit Lochstäben[5] und Augenstäben[2] entnommen werden konnte, daß bei Eintritt des Bruches günstigere Bedingungen vorhanden sein müßten als im Bereich elastischer Formänderungen, wurde auf Grund dieser Erscheinung angenommen, daß bei Überschreiten der Elastizitätsgrenze des Materials ein Spannungsausgleich eingeleitet wird. H. Henky hat, anschließend an Arbeiten von A. Haar, v. Kármán und Nádai, für das ideell plastische Material und unter der Voraussetzung, daß für den Fließeintritt die Gestaltsänderungsenergie maßgebend ist, die rechnerischen Grundlagen für diesen Spannungsausgleich gegeben[1]. Mit der experimentellen Klärung der tatsächlichen Spannungs- und Formänderungsvorgänge an Stellen ausgeprägter Spannungsspitzen bei Überschreitung der Elastizitäts- und Streckgrenze des Werkstoffes hat sich, soweit dem Verfasser bekannt, eingehend nur Eiselin in seinen „Untersuchungen am einfach gelochten Zugstab" beschäftigt[2]. Nach den Ergebnissen dieser Arbeit, die durch die Ergebnisse der hierin behandelten Untersuchungen am Augenstab für Spannungen oberhalb der Elastizitäts- und Streckgrenze des Materials bestätigt und erweitert werden, ergeben sich in diesem Bereich jedoch durchaus neue Gesichtspunkte.

B. Untersuchung eines Augenstabes.

Allgemeines.

1. Umfang der Untersuchung.

Die Erbauung einer Hängebrücke, deren Kette aus Augenstäben gebildet wurde, über den Humboldt-Hafen im Zuge des Friedrich Karl-Ufers in Berlin bot die Gelegenheit, genauere Untersuchungen über die Spannungsverhältnisse am Auge eines Kettenstabes auszuführen. Diese umfaßten:

Ia) die Verteilung des Lochleibungsdruckes und die Feststellung der am Auge auftreenden tangentialen Normalspannungen und Schubspannungen für Lasten, bei denen keine oder nur sehr kleine plastische Verdrückungen am Auge eintraten;

b) die Bestimmung der Spannungsverteilung in den gefährdeten Schnitten und darüber hinaus in dem der gedrückten Lochleibung zugekehrten Teil des Augenbleches im elastischen Formänderungsbereich[3];

IIa) Die Feststellung der Spannungsverteilung für den gefährdeten kleinsten Querschnitt bei Spannungen in Nähe des Auges, die größer als die Materialstreckgrenze sind;

b) die Ermittlung der Änderungen in der Verteilung des Lochleibungsdruckes und der Spannungen im Auge infolge größerer plastischer Verdrückungen nahe der Lochleibung.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sollen getrennt nach den Teilen I und II behandelt werden.

2. Ausbildung des Augenstabes und Versuchsanordnung.

Die Kette wird von Lamellen gebildet, die an den Köpfen durch aufgenietete Platten verstärkt sind. Im Versuch sollte eine Lamelle in natürlicher Größe untersucht werden. Bei einfachen Zerreißversuchen mit Augenstäben ist es üblich, die an beiden Enden des zu prüfenden Versuchsstabes befindlichen Augen mit den

---

[1] Josef Beke: Beitrag zur Berechnung der Spannungen in Augenstäben. Der Eisenbau 1921, S. 233.

[2] Transaction of the Am. Soc. of Civ. Eng. 1906, S. 411. I. Melan: (Bericht) Amerikanische Zerreißversuche mit großen Augenstäben. Der Eisenbau 1914, S. 342. — Dr. F. Bohny: Theorie und Konstruktion versteifter Hängebrücken, S. 104.

[3] F. Bleich: Theorie und Berechnung der eisernen Brücken, S. 262.

[4] H. Reißner: Das Augenstabproblem und verwandte Aufgaben. Jahrb. d. wiss. Ges. für Luftfahrt 1928.

[5] Zum Beispiel Kirsch: Z. V. d. I. 1898, S. 800.

[1] H. Henky: Zur Theorie plastischer Deformationen. Z. ang. Math. Mech. 1924, S. 323.

[2] O. Eiselin: Dissertation, München 1923, und Bauing. 1924, Heft 8 und 9.

[3] Die auf dem der gedrückten Lochleibung entgegengesetzt liegenden Blechteil zwischen den Anschlußnieten der Beibleche ausgeführten Messungen bleiben in dieser Arbeit unberücksichtigt, da sie das Augenstabproblem als solches nicht betreffen.

Digitized by Google

die ihre Versuche an doppeltgelochten Kautschukstreifen anstellten.

Zu 2. Für den Fall des Lochstabes, dessen Loch durch einen Bolzen ausgefüllt ist, ohne daß dieser durch äußere Kräfte belastet ist, liegen die Versuchsergebnisse von Coker[1] und Rudeloff[2] vor. Theoretisch ist dieser Fall noch nicht behandelt worden, wohl hauptsächlich, weil über die infolge der Querdehnung auftretenden Druckspannungen am Lochrand und ihr Verteilungsgesetz keine sicheren Annahmen gemacht werden konnten.

Zu 3. Während der vorgenannte Fall praktisch am wenigsten bedeutsam ist, ist die Kenntnis des in einem Blech durch einen belasteten Bolzen hervorgerufenen Spannungszustandes von größtem Interesse, da hierin der Ausgangspunkt für die Feststellung des Kräftespiels in jeder Niet- und Bolzenverbindung zu suchen ist. Die bis heute vorliegenden mathematischen Lösungen, die sich mit diesem Problem befassen, tragen infolge ihrer Annahme über den Kraftangriff dem praktischen Fall nur bedingt Rechnung. Gelöst ist die Frage nach der Verteilung einer in einem Punkt einer allseitig unbegrenzten Ebene angreifenden Kraft[3]. Von dieser Lösung ausgehend, ermittelte Melan[4] die Verteilung der Kraft in einem Streifen endlicher Breite (Kraftrichtung parallel zum Rande) durch Aufteilen der Ebene von unendlicher Breite in Streifen von der Breite π, in deren Mittellinien die Kräfte P angreifen, und durch Ansetzen der Randbedingungen (Normalspannung an den Rändern senkrecht zur Kraftrichtung gleich 0 und Schubspannung an den Rändern gleich 0) für die Schnitte $\pm\frac{\pi}{2}$, $\frac{3\pi}{2}$, usw. Abb. 1.

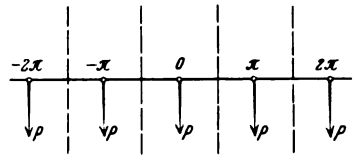


Abb. 1.

Die letzte Lösung kann unter gewissen Voraussetzungen zur Bestimmung mancher Nietaufgaben benutzt werden, da die Lösung gestattet, die Spannungszustände infolge mehrerer, in verschiedenen Punkten angreifender Kräfte zu überlagern. Bedingung dabei ist, daß das Blech in Richtung der Kraft eine größere Länge hat, da die strenge Lösung für das unendlich lange Blech durchgeführt ist. Die so ermittelten Ergebnisse werden mit den tatsächlichen um so besser übereinstimmen, je größer das Verhältnis von Blechbreite zum Nietdurchmesser ist. Die auf diesem Wege festgestellten Spannungen können jedoch nur so lange den tatsächlichen annähernd entsprechen, als die Kraft auf das Blech durch Reibung übertragen wird, also eine sich auf den Umfang des Nietloches verteilende Kraft, deren Resultierende im Nietlochmittelpunkt angreift, angenommen werden kann.

Diese Einschränkungen lassen schon erkennen, daß die angezogenen Lösungen für Bolzenverbindungen, bei denen die Kraft nur auf der in Richtung der Kraft liegenden halben Leibungsfläche übertragen wird, nicht brauchbar sind, zumal außerdem diese Bolzen in der Praxis meistens am Ende eines Bleches auftreten. In den wichtigsten Bolzenverbindungen — Augenstäbe in Hängebrücken, gelenkige Stabanschlüsse in Fachwerken — kann überdies auch die Voraussetzung des punktförmigen Kraftangriffes nicht gemacht werden, da das Verhältnis von Blechbreite zum Durchmesser klein ist.

In Anbetracht der Wichtigkeit dieser Frage untersuchte Rühl die Spannungsverhältnisse in einer durch Bolzen gespannten Platte[1]. Die gleiche Aufgabe behandelte Coker durch den Versuch[2], der das von ihm zu großer Vollkommenheit entwickelte, optische Meßverfahren[3] unter Verwendung von Versuchsstücken aus durchsichtigem Material anwendete.

In einer vor einiger Zeit erschienenen Arbeit berichtet Mathar[4] über experimentelle Untersuchungen an Stangenköpfen, in denen vor allem der Einfluß verschiedener Formgebung und verschiedener Bolzeneinpassung auf die tangentialen Formänderungen am Auge untersucht wurden. Die Ergebnisse sind auch für den Stahlbau qualitativ beachtenswert, wenn auch die mehr dem Maschinenbau angelehnten Formgebungs- und Abmessungsverhältnisse der Versuchsstücke erheblich von der heute im Stahlbau durch die Verwendung von Augenblechen mehr üblichen Formgebung des nicht verbreiterten, sondern verstärkten Kopfes abweichen. Augen ähnlicher Ausbildung wie Mathar untersuchten auch Takemura und Hosokawa[5] durch die optische Methode. Sie stellten je nach der Kopfausbildung eine Veränderung der Größe der größten auftretenden Schubspannung und des Ortes, an dem diese am Lochrand auftritt, fest.

In den älteren theoretischen Untersuchungen von Augen wurden wegen der auftretenden, rechnerischen Schwierigkeiten und auch wegen der ungeklärten Randbedingungen immer Annahmen und Vereinfachungen gemacht: Die Ergebnisse der verschiedenen Theorien (Baumann, Watzinger, Matsumura[6]) weichen des-

[1] Coker: Engg., März 1913, S. 439. The distribution of stress due to a rivet in a plate.

[2] Siehe Anm. 6 auf S. 3.

[3] Föppl: Drang und Zwang Bd. I, S. 261, und Love-Timpe: Lehrbuch der Elastizität S. 248 und 250.

[4] E. Melan: Die Verteilung der Kraft in einem Streifen von endlicher Breite. Z. ang. Math. Mech. 1925, S. 314.

[1] D. Rühl: Experimentelle Ermittlung ebener Verschiebungs- und Spannungszustände auf neuem Wege und Anwendung auf eine durch zwei Nietbolzen gespannte Platte. Dissertation, Danzig 1918 und Forsch.-Arb. V. d. I. Nr. 221.

[2] Siehe Anm. 1 auf S. 4 links.

[3] Zusammenfassende Berichte: Wächtler: Über die Anwendung der akzidentellen Doppelbrechung zum Studium der Spannungsverteilung in beanspruchten Körpern. Phys. Z. 1928. — Dr.-Ing. R. Bernhard: Der Bauingenieur 1928, S. 127, und Mesmer: Z. V. d. I. 1928, S. 951.

L. Föppl: Untersuchung ebener Spannungszustände mit Hilfe der Doppelbrechung. Sitzungsber. der Bayr. Akad. d. Wissensch. 1928, S. 247.

[4] Dr.-Ing. Joseph Mathar: Über die Spannungsverteilung in Stangenköpfen. Forsch.-Arb. V. d. I. Nr. 306.

[5] K. Takemura und Y. Hosokawa: Eye-shaped End of Bar investigated by Photo-elastic Method. — Report of the Aeronautical Research Institute, Tokio Imperial University Nr. 18. 1926.

[6] Baumann: Die Berechnung von gekrümmten Stäben. Z. V. d. I. 1908, S. 337 und 376. — Watzinger: Die Spannungsverteilung in geschlossenen Schubstangenköpfen. Z. V. d. I. 1909, S. 1033. — Matsumura: Die Festigkeit geschlossener Schubstangenköpfe. Z. V. d. I. 1911, S. 460.

Digitized by Google

halb auch mehr oder weniger voneinander ab. Die aufgestellten Berechnungsarten unterscheiden sich hauptsächlich in der Annahme über die eintretenden Verformungen und in der Annahme über die Druckverteilung. Die Untersuchung wird teilweise rein rechnerisch, zum Teil hauptsächlich zeichnerisch durchgeführt. Die für den gekrümmten Stab geltenden Biegungsgesetze werden in einigen Untersuchungen zur Vereinfachung durch die Gesetze für den geraden Stab ersetzt.

Eine theoretische Lösung versuchte Beke zu geben, indem er das Auge als statisch unbestimmten, geschlossenen Kreisring unter Annahme eines bestimmten Gesetzes für den Lochleibungsdruck und einiger weiterer Voraussetzungen berechnete[1].

Praktisch erfolgte die Bemessung der Augenstäbe im Brückenbau in Ermangelung genauer Untersuchungen vielfach auf Grund von empirischen Formeln und Erfahrungswerten, die man durch Zerreißversuche mit Augengliedern gewonnen hatte[2]. Neuerdings wird für den Stahlbau die Anwendung der Bekeschen Lösung unter gewissen Einschränkungen empfohlen[3] und auch vielfach zur Abschätzung der größten Spannungen benutzt.

Eine exakte Lösung dieses Problems war bis in neuerer Zeit nicht vorhanden. Erst vor zwei Jahren wurde eine streng theoretische Lösung von H. Reißner[4] bekannt, der die Spannungen von Ringscheiben mit vorgeschriebenen radialen und tangentialen Verschiebungen oder Spannungen an den Rändern mit Hilfe von trigonometrischen Reihen, deren Koeffizienten als Integrale einer totalen Differentialgleichung Funktionen des Radius sind, berechnete.

Bei all diesen theoretischen und experimentellen Lösungen für den Lochstab und den Augenstab handelte es sich nur um die Ermittlung der Spannungsverteilung im elastischen Formänderungsbereich. Keine dieser Arbeiten behandelt das Problem hinsichtlich der infolge des ungünstigen Spannungszustandes vorliegenden Fließ- und Bruchgefahr. Da aus Zerreißversuchen mit Lochstäben[5] und Augenstäben[2] entnommen werden konnte, daß bei Eintritt des Bruches günstigere Bedingungen vorhanden sein müßten als im Bereich elastischer Formänderungen, wurde auf Grund dieser Erscheinung angenommen, daß bei Überschreiten der Elastizitätsgrenze des Materials ein Spannungsausgleich eingeleitet wird. H. Henky hat, anschließend an Arbeiten von A. Haar, v. Kármán und Nádai, für das ideell plastische Material und unter der Voraussetzung, daß für den Fließeintritt die Gestaltsänderungsenergie maßgebend ist, die rechnerischen Grundlagen für diesen Spannungsausgleich gegeben[1]. Mit der experimentellen Klärung der tatsächlichen Spannungs- und Formänderungsvorgänge an Stellen ausgeprägter Spannungsspitzen bei Überschreitung der Elastizitäts- und Streckgrenze des Werkstoffes hat sich, soweit dem Verfasser bekannt, eingehend nur Eiselin in seinen „Untersuchungen am einfach gelochten Zugstab" beschäftigt[2]. Nach den Ergebnissen dieser Arbeit, die durch die Ergebnisse der hierin behandelten Untersuchungen am Augenstab für Spannungen oberhalb der Elastizitäts- und Streckgrenze des Materials bestätigt und erweitert werden, ergeben sich in diesem Bereich jedoch durchaus neue Gesichtspunkte.

B. Untersuchung eines Augenstabes.

Allgemeines.

1. Umfang der Untersuchung.

Die Erbauung einer Hängebrücke, deren Kette aus Augenstäben gebildet wurde, über den Humboldt-Hafen im Zuge des Friedrich Karl-Ufers in Berlin bot die Gelegenheit, genauere Untersuchungen über die Spannungsverhältnisse am Auge eines Kettenstabes auszuführen. Diese umfaßten:

Ia) die Verteilung des Lochleibungsdruckes und die Feststellung der am Auge auftreenden tangentialen Normalspannungen und Schubspannungen für Lasten, bei denen keine oder nur sehr kleine plastische Verdrückungen am Auge eintraten;

b) die Bestimmung der Spannungsverteilung in den gefährdeten Schnitten und darüber hinaus in dem der gedrückten Lochleibung zugekehrten Teil des Augenbleches im elastischen Formänderungsbereich[3];

IIa) Die Feststellung der Spannungsverteilung für den gefährdeten kleinsten Querschnitt bei Spannungen in Nähe des Auges, die größer als die Materialstreckgrenze sind;

b) die Ermittlung der Änderungen in der Verteilung des Lochleibungsdruckes und der Spannungen im Auge infolge größerer plastischer Verdrückungen nahe der Lochleibung.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sollen getrennt nach den Teilen I und II behandelt werden.

2. Ausbildung des Augenstabes und Versuchsanordnung.

Die Kette wird von Lamellen gebildet, die an den Köpfen durch aufgenietete Platten verstärkt sind. Im Versuch sollte eine Lamelle in natürlicher Größe untersucht werden. Bei einfachen Zerreißversuchen mit Augenstäben ist es üblich, die an beiden Enden des zu prüfenden Versuchsstabes befindlichen Augen mit den

---

[1] Josef Beke: Beitrag zur Berechnung der Spannungen in Augenstäben. Der Eisenbau 1921, S. 233.

[2] Transaction of the Am. Soc. of Civ. Eng. 1906, S. 411. I. Melan: (Bericht) Amerikanische Zerreißversuche mit großen Augenstäben. Der Eisenbau 1914, S. 342. — Dr. F. Bohny: Theorie und Konstruktion versteifter Hängebrücken, S. 104.

[3] F. Bleich: Theorie und Berechnung der eisernen Brücken, S. 262.

[4] H. Reißner: Das Augenstabproblem und verwandte Aufgaben. Jahrb. d. wiss. Ges. für Luftfahrt 1928.

[5] Zum Beispiel Kirsch: Z. V. d. I. 1898, S. 800.

[1] H. Henky: Zur Theorie plastischer Deformationen. Z. ang. Math. Mech. 1924, S. 323.

[2] O. Eiselin: Dissertation, München 1923, und Bauing. 1924, Heft 8 und 9.

[3] Die auf dem der gedrückten Lochleibung entgegengesetzt liegenden Blechteil zwischen den Anschlußnieten der Beibleche ausgeführten Messungen bleiben in dieser Arbeit unberücksichtigt, da sie das Augenstabproblem als solches nicht betreffen.

Digitized by Google

Einspannteilen der Prüfungsmaschine durch Bolzen zu verbinden. Für die vorzunehmenden Spannungsuntersuchungen war diese einfache Anordnung nicht möglich. Das zu untersuchende Auge mußte für Messungen zugänglich angeordnet werden. Das Versuchsstück wurde

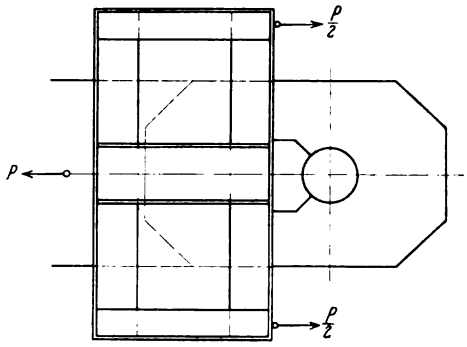


Abb. 2.

deshalb zweiteilig ausgebildet in der Weise, daß die eine Stabhälfte aus einer Ganzlamelle gebildet wurde, während die andere aus zwei Halblamellen bestand, in die der Ganzstab einzuschieben war. Das Auge befand sich in der Mitte. Der Nachteil dieser Anordnung besteht darin, daß die Messungen nur an den Außenflächen der Halbstäbe ausgeführt werden können.

Eine gelegentlich einer Vorbesprechung gegebene Anregung zur Prüfung von Augenstäben des Herrn Geh. Reg.-Rat Professor Dr.-Ing. Hertwig, die leider in Anbetracht der Größe des Versuchsstückes und der daraus sich ergebenden Schwierigkeiten in versuchstechnischer Hinsicht und auch hinsichtlich der großen Kosten nicht verwendet werden konnte, soll hier mitgeteilt werden, weil dieser Vorschlag bei Untersuchungen an Augenstäben mit kleineren Abmessungen verwertet werden

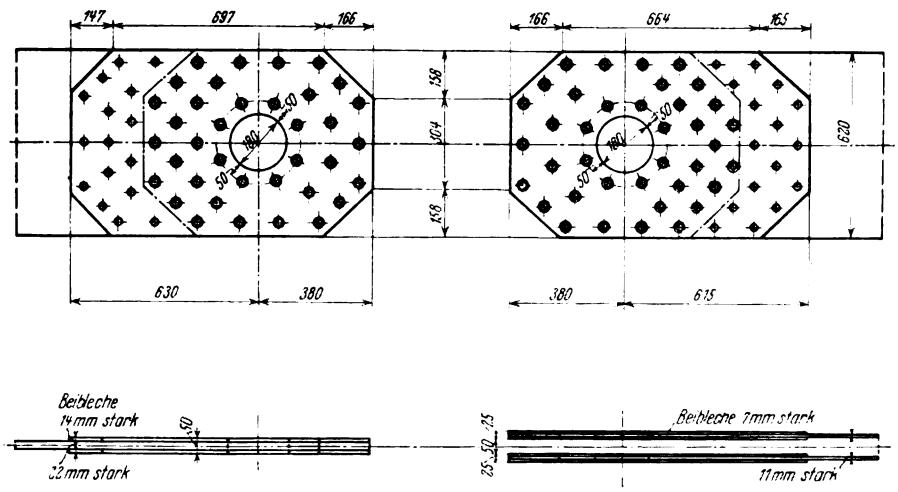


Abb. 3. Ausbildung des Versuchsstabes.

kann. Bei einer solchen Versuchsanordnung (Abb. 2) besteht das Versuchsstück nur aus einer Ganzlamelle. Die besondere Anordnung der die Kraft auf den Bolzen ausübenden Konstruktion gestattet die Messungen auf beiden Flächen der Augenlamelle.

Die Abmessungen des Versuchsstückes zeigt Abb. 3. Der Bolzen hatte einen Durchmesser von 180 mm, die zugelassene Abweichung vom Lochdurchmesser betrug $^1/_{10}$ mm $= 1/1800 \cdot d$. Der Sitz war also ein sehr enger Paßsitz. Die Bleche waren in der Lochleibung von der Gesellschaft Harkort, Duisburg, die die Kette und auch den Versuchsstab hergestellt hatte, sehr sauber bearbeitet. Vor allen Dingen war auf senkrechte Bohrung der größte Wert gelegt, so daß eine gleichmäßige Anlage des Bolzens über die Stärke zu erwarten war. Durch geeignete Dehnungsmessungen an der Lochleibung bei Beginn der Versuche konnte festgestellt werden, daß trotz der engen Passung beim Einziehen des Bolzens nur ganz unwesentliche Kräfte erzeugt worden sind.

Der Versuch wurde ausgeführt in der dem Deutschen Stahlbau-Verband gehörigen und im Materialprüfungsamt befindlichen 3000 t-Universalmaschine[1] (Abb. 4).

3. Die gebräuchlichsten Verfahren zur experimentellen Ermittlung ebener Spannungszustände. Zusammenhänge zwischen Dehnung und Spannung.

Bei der anzustellenden Untersuchung handelte es sich um die Feststellung eines ebenen Spannungszustandes, der bestimmt ist, wenn in jedem Punkt die Größe und Richtung der beiden zueinander senkrecht wirkenden Hauptspannungen bestimmt sind. Die Ermittlung dieser Größen erfolgt im allgemeinen durch die Messung der durch sie hervorgerufenen Formänderungen. Diese Messungen lassen sich auf verschiedene Weise durchführen.

Nach der Elastizitätstheorie ist in einer Ebene mit dem orthogonalen Koordinatensystem x, y der Spannungszustand umschrieben, wenn für die gespannte Platte die Verschiebungen $\xi = F(y, y)$ in Richtung der x-Achse und die Verschiebungen $\eta = f(x, y)$ in Richtung der y-Achse für alle Punkte bekannt sind. Es ergibt sich:

$$\sigma_x = \frac{m \cdot E}{m^2 - 1}\left(m\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y}\right),$$

$$\sigma_y = \frac{m \cdot E}{(m^2 - 1)}\left(m\frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \xi}{\partial x}\right),$$

$$\tau = G\left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \xi}{\partial y}\right).$$

Durch diese Angaben ist der Spannungszustand festgelegt. Die Hauptspannungen und ihre Neigungen gegen die Koordinatenachsen sind aus σ_x, σ_y und τ mit Hilfe der Gleichgewichtsbedingungen am Tetraeder zu berechnen. Auf Grund dieser Beziehungen ermittelte Rühl in seiner „Untersuchung einer durch zwei Nietbolzen gespannten Platte“[2] den Spannungszustand, indem er die Verschiebungen ξ und η der einzelnen Punkte gegen zwei rechtwinklige, aus Symmetriegründen gerade und rechtwinklig zueinander bleibende Grundlinien x, y feststellte. Zu messen sind bei dieser Versuchsart die Verschiebungen nur in zwei zueinander senkrechten

[1] M. Rudeloff: Berichte des Ausschusses für Versuche im Eisenbau, Ausgabe A, Heft 2. Versuche zur Prüfung und Abnahme der 3000 t-Maschine.

[2] Siehe Anm. 1 auf S. 4 rechts.

Digitized by Google

Richtungen. Nach Ermittlung der Differentialquotienten $\partial\xi/\partial x$; $\partial\eta/\partial y$; $\partial\xi/\partial y$ und $\partial\eta/\partial x$, die am besten zeichnerisch aus den in Abhängigkeit von x und y aufgetragenen und ausgeglichenen Verschiebungskurven ξ und η gewonnen werden, ist der Spannungszustand ermittelt.

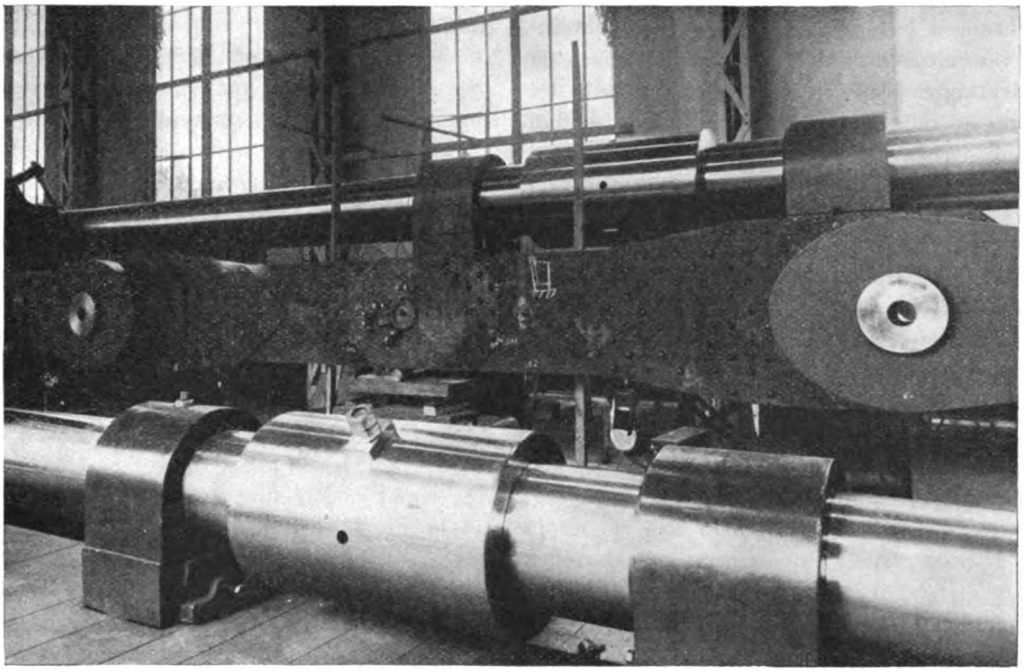


Abb. 4. Versuchsstab in der 3000 t-Maschine.

Die Anwendungsmöglichkeit dieses Verfahrens ist, auch wenn man von der wahrscheinlich vielfach nicht einfachen Ermittlung der Differentialquotienten absieht, beschränkt. Es erscheint nur für Spannungsaufgaben geeignet, in denen die Verschiebungskurven im allgemeinen stetig verlaufen wie bei der Rühlschen Untersuchung. In der Regel ist das von Wyss erstmalig in größerem Maßstabe in seiner „Spannungsuntersuchung an Knotenblechen eiserner Fachwerkbrücken“[1] angewendete Verfahren der Spannungsermittlung in den einzelnen Punkten durch Messung der spezifischen Formänderungen in drei oder vier Richtungen für jeden Punkt vorzuziehen. Dieses Verfahren erfordert zwar Messungen in mindestens drei Richtungen, hat aber den Vorteil, daß die Meßpunkte in erheblich größerem Abstande als bei dem Rühlschen Verfahren angeordnet werden können. Die Spannungen und Richtungen der Hauptspannungen werden durch einfache Rechnung direkt aus den Formänderungen erhalten. Grundsätzlich genügt die Ermittlung der Dehnungen in drei beliebigen Richtungen. Zur Vereinfachung der Auswertung ist es zweckmäßig, zwei Dehnungsmessungen unter einem Winkel von 90° zueinander vorzunehmen. Es besteht für ε_x und ε_y die einfache Beziehung:

$$\varepsilon_x = \frac{1}{E}\cdot\left(\sigma_x - \frac{1}{m}\cdot\sigma_y\right),$$

$$\varepsilon_y = \frac{1}{E}\cdot\left(\sigma_y - \frac{1}{m}\cdot\sigma_x\right).$$

[1] Dr.-Ing. Theophil Wyss: Dissertation Zürich, Forsch.-Arb. V. d. I. Nr. 262.

Eine dritte, unter einem beliebigen Winkel φ zur x-Achse wirkende Spannung σ_u ist aus den Gleichgewichtsbedingungen am Tetraeder zu bestimmen (Abb. 5), entsprechend die Spannung σ_v für die Schnittrichtung $\varphi + \frac{\pi}{2}$:

$$\sigma_u = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} + \frac{\sigma_y - \sigma_x}{2}\cdot\cos 2\varphi + \tau\cdot\sin 2\varphi,$$

$$\sigma_v = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} - \frac{\sigma_y - \sigma_x}{2}\cdot\cos 2\varphi - \tau\cdot\sin 2\varphi,$$

daraus: $\sigma_u + \sigma_v = \sigma_x + \sigma_y =$ konst.

Aus den Beziehungen für σ_x und σ_y ergibt sich

$$\sigma_x + \sigma_y = \frac{m\cdot E}{m-1}(\varepsilon_x + \varepsilon_y),$$

entsprechend $\sigma_u + \sigma_v = \frac{m\cdot E}{m-1}(\varepsilon_u + \varepsilon_v)$,

folglich $\varepsilon_x + \varepsilon_y = \varepsilon_u + \varepsilon_v =$ konst.

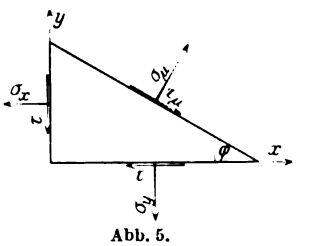


Abb. 5.

Der Spannungszustand in einem Punkt ist bestimmt, wenn drei Spannungen σ_x, σ_y und σ_u bekannt sind, da sich aus diesen drei Größen die Normal- und Schubspannungen für jede Schnittrichtung berechnen lassen. Die Größe dieser Spannungen kann aus den Werten ε_x, ε_y, ε_u und ε_v berechnet werden. Nach der abgeleiteten Beziehung genügt an sich die Bestimmung der Dehnungen in drei Richtungen, da die vierte Dehnung durch die Bedingung, daß die Summe der zueinander senkrechten Dehnungen unveränderlich ist, gegeben ist. Die Auswertung wird besonders einfach, wenn die dritte und vierte Richtung unter einem Winkel von $\pm 45°$ zu den ersten beiden angeordnet wird. Bei Messungen in vier Richtungen, von denen je zwei zueinander senkrecht

Digitized by Google

stehen, ist der Dehnungszustand überbestimmt. Meßfehler oder Anisotropien im Material für verschiedene Richtungen parallel zur Oberfläche werden dadurch erkennbar, daß die Summe der in zwei zueinander senkrechten Richtungen festgestellten Dehnungen nicht invariant für verschiedene Winkel der Meßrichtungen zu den Hauptrichtungen bleibt. Etwaige Unterschiede der Dehnungssummen müssen ausgeglichen werden, so daß die Bedingung der Invarianz erfüllt wird.

In der vorliegenden Untersuchung wurde dieses Verfahren angewendet, da es nach eigenen Erfahrungen das genauere und für die Auswertung einfachere ist. Für die Auswertung der hiernach vorgenommenen Messungen sind folgende Zusammenhänge zwischen den Formänderungen in den einzelnen Richtungen und zwischen den Formänderungen und Spannungen in Betracht zu ziehen.

Aus der bekannten Transformationsformel für den Dehnungstensor ergibt sich die Dehnung ε_α, die unter einem Winkel α zu den Hauptrichtungen eintritt, aus den Hauptdehnungen ε_0 und $\varepsilon_{\pi/2}$ zu:

$$\varepsilon_\alpha = \varepsilon_0 \cdot \cos^2\alpha + \varepsilon_{\frac{\pi}{2}} \cdot \sin^2\alpha, \quad (1)$$

$$\text{entsprechend } \varepsilon_{\alpha+\frac{\pi}{2}} = \varepsilon_0 \cdot \sin^2\alpha + \varepsilon_{\frac{\pi}{2}} \cdot \cos^2\alpha,$$

$$\text{daraus } \varepsilon_\alpha + \varepsilon_{\alpha+\frac{\pi}{2}} = \varepsilon_0 + \varepsilon_{\frac{\pi}{2}} = \text{konst.} \quad (2)$$

$$\varepsilon_\alpha - \varepsilon_{\alpha+\frac{\pi}{2}} = \left(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\frac{\pi}{2}}\right) \cdot \cos 2\alpha. \quad (3)$$

Entsprechend ergibt sich für die Dehnungen unter $\pi/4$ und $3 \cdot \pi/4$ zur Richtung α:

$$\varepsilon_{\alpha+\frac{\pi}{4}} - \varepsilon_{\alpha+\frac{3\pi}{4}} = \left(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\frac{\pi}{2}}\right) \cdot \cos 2\left(\alpha + \frac{\pi}{4}\right),$$

$$\varepsilon_{\alpha+\frac{\pi}{4}} - \varepsilon_{\alpha+\frac{3\pi}{4}} = \left(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\frac{\pi}{2}}\right) \cdot (-\sin 2\alpha). \quad (4)$$

Die zweite Beziehung war schon früher direkt aus den Spannungen abgeleitet, die dritte und vierte dient zur Ermittlung des Winkels α, der die Richtung der Hauptachsen gegen die Meßrichtung α festlegt.

$$\operatorname{tg} 2\alpha = -\frac{\varepsilon_{\alpha+\frac{\pi}{4}} - \varepsilon_{\alpha+\frac{3\pi}{4}}}{\varepsilon_\alpha - \varepsilon_{\alpha+\frac{\pi}{2}}}. \quad (5)$$

Unter Verwendung der sehr übersichtlichen Wyss-schen Bezeichnungen

$$\varepsilon_\alpha + \varepsilon_{\alpha+\frac{\pi}{2}} = \varepsilon_0 + \varepsilon_{\frac{\pi}{2}} = \text{konst.} = S_\alpha; \quad \varepsilon_\alpha - \varepsilon_{\alpha+\frac{\pi}{2}} = D_\alpha;$$

$$\varepsilon_{\alpha+\frac{\pi}{4}} - \varepsilon_{\alpha+\frac{3\pi}{4}} = D_{\alpha+\frac{\pi}{4}} \text{ usw.}$$

erhält man:

$$\cos 2\alpha = \frac{D_\alpha}{D_0}, \quad (3)$$

$$\sin 2\alpha = \frac{D_{\alpha+\frac{\pi}{4}}}{D_0}, \quad (4)$$

$$\operatorname{tg} 2\alpha = -\frac{D_{\alpha+\frac{\pi}{4}}}{D_\alpha}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{\cos 2\alpha} = \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 2\alpha} = \frac{1}{D_\alpha}\sqrt{D_\alpha^2 + D_{\alpha+\frac{\pi}{4}}^2},$$

$$D_0 = \frac{D_\alpha}{\cos 2\alpha} = \sqrt{D_\alpha^2 + D_{\alpha+\frac{\pi}{4}}^2}. \quad (6)$$

Nun ist $0 < \alpha < 45°$; also $\cos 2\alpha > 0$, das heißt, das Vorzeichen der Wurzel ist immer gleich dem Vorzeichen von D_α.

Aus den Gleichgewichtsbedingungen ergibt sich nach Abb. 6

$$\sigma_\eta = \tfrac{1}{2}\left(\sigma_0 + \sigma_{\frac{\pi}{2}}\right) + \tfrac{1}{2}\left(\sigma_0 - \sigma_{\frac{\pi}{2}}\right) \cdot \cos 2\eta,$$

$$\tau_\eta = -\tfrac{1}{2}\left(\sigma_0 - \sigma_{\frac{\pi}{2}}\right) \cdot \sin 2\eta.$$

Daraus unter Beachtung der Beziehung:

$$\sigma_0 = \frac{m \cdot E}{m^2 - 1} \cdot \left(m \cdot \varepsilon_0 + \varepsilon_{\frac{\pi}{2}}\right)$$

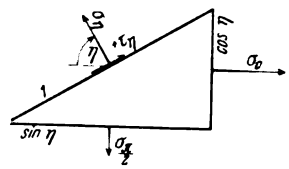


Abb. 6.

ergibt sich

$$\sigma_\eta = \frac{1}{2}\,\frac{m \cdot E}{m^2 - 1} \cdot [(m+1) S_\alpha + (m-1) \cdot D_0 \cdot \cos 2\eta],$$

$$\sigma_\eta = \frac{m \cdot E}{2}\left(\frac{S_\alpha}{m-1} + \frac{\sqrt{D_\alpha^2 + D_{\alpha+\frac{\pi}{4}}^2}}{m+1} \cdot \cos 2\eta\right), \quad (7)$$

$$\tau_\eta = -\frac{m \cdot E}{2} \cdot \frac{\sqrt{D_\alpha^2 + D_{\alpha+\frac{\pi}{4}}^2}}{m+1} \cdot \sin 2\eta. \quad (8)$$

Für $\eta = \begin{matrix} 0 \\ \frac{\pi}{2} \end{matrix}$ wird $\sigma_\eta = \begin{matrix} \sigma_0 \\ \sigma_{\frac{\pi}{2}} \end{matrix}$; $\tau_\eta = 0$.

$$\begin{matrix} \sigma_0 \\ \sigma_{\frac{\pi}{2}} \end{matrix} = \frac{m \cdot E}{2} \cdot \left(\frac{S_\alpha}{m-1} \pm \frac{\sqrt{D_\alpha^2 + D_{\alpha+\frac{\pi}{4}}^2}}{m+1}\right). \quad (9)$$

Für $\eta = \begin{matrix} \alpha \\ \alpha + \frac{\pi}{2} \end{matrix}$ wird $\sigma_\eta = \begin{matrix} \sigma_\alpha \\ \sigma_{\alpha+\frac{\pi}{2}} \end{matrix}$; $\tau_\eta = \begin{matrix} \tau_\alpha \\ \tau_{\alpha+\frac{\pi}{2}} \end{matrix}$.

$$\begin{matrix} \sigma_\alpha \\ \sigma_{\alpha+\frac{\pi}{2}} \end{matrix} = \frac{m \cdot E}{2}\left(\frac{S_\alpha}{m-1} \pm \frac{D_\alpha}{m+1}\right), \quad (10)$$

$$\begin{matrix} \tau_\alpha \\ \tau_{\alpha+\frac{\pi}{2}} \end{matrix} = \pm \frac{m \cdot E}{2} \cdot \frac{D_{\alpha+\frac{\pi}{4}}}{m+1}. \quad (11)$$

Es ist $\tau_\alpha = \gamma_\alpha \cdot G$; $G = \dfrac{m \cdot E}{2(m+1)}$.

$$\gamma_\alpha = D_{\alpha+\frac{\pi}{4}}. \quad (12)$$

Der Schubwinkel, das heißt der Winkel, um den sich ein Durchmesser gegen den zu ihm ursprünglich rechtwinkligen dreht, ist demnach gleich dem Unterschied der unter $\pm\frac{\pi}{4}$ zu diesem Durchmesser auftretenden relativen Dehnungen.

Für $\alpha + \frac{\pi}{4}$ und $\alpha + \frac{3\pi}{4}$ können die Spannungen entsprechend berechnet werden. Die größte Schubspannung tritt für $\eta = \pi/4$ ein:

$$\tau_{max} = \mp \frac{m \cdot E}{2} \cdot \frac{\sqrt{D_\alpha^2 + D_{\alpha+\frac{\pi}{4}}^2}}{m+1}. \quad (13)$$

Mit Hilfe dieser Gleichungen können alle Spannungswerte aus den Dehnungen errechnet werden.

4. Meßgeräte, Meßlängen, Meßfehler und Meßsystem.

Zur Ermittlung des Spannungszustandes um einen Punkt müßte die auf eine unendlich kleine Strecke auf-

Digitized by Google

tretende relative Dehnung ermittelt werden. Praktisch können diese Formänderungen nur für eine endliche Meßstrecke gemessen werden. Die von Preuss[1] verwendeten sehr kleinen Meßlängen machten einen besonderen Meßapparat von größerer Übersetzung erforderlich. Rühl entwickelte einen besonderen Apparat von großem Übersetzungsverhältnis, nicht mit Rücksicht auf die Meßlänge, sondern auf die Spannungen, die bei seinen Versuchen infolge der besonderen Versuchsanordnung verhältnismäßig klein waren. Wyss verwendete den Okhuizen-Dehnungsmesser, einen mechanischen Doppelhebelapparat für kleine Meßlängen.

Bei der vorliegenden Untersuchung wurde ebenfalls dieser Apparat, der seitdem starke Verbesserungen erfahren hat, angewendet. Die großen Abmessungen des Versuchsstückes schufen günstige Versuchsbedingungen für die Ausführung von Dehnungsmessungen, da die Fehler durch Anwendung endlicher Meßstrecken naturgemäß kleiner sind als bei kleineren Versuchsstücken, bei denen die Formänderungen für die gleiche Länge ermittelt werden. Im allgemeinen erwies sich die Meßstrecke von 20 mm als klein genug zur Erzielung hinreichend genauer Ergebnisse. An Stellen, an denen die Formänderungskurven starke Krümmungen in der Meßrichtung aufwiesen, vor allem in der Nähe der gedrückten Lochleibung in radialer Richtung, konnten die hieraus erwachsenden Fehler durch Benutzung von Dehnungsmessern neuester Bauart, die eine Messung auf 10 mm gestatten, noch herabgemindert werden.

Für die Versuche verwendet wurden Apparate Okhuizen-Huggenberger Modell B und Huggenberger-Apparate Modell A, das Modell B von dem Übersetzungsverhältnis von rund 1 : 1000, die Apparate A von etwa 1 : 1200.

Die Lagerteile des Apparates B werden von zylindrischen Zapfen, die in dreieckigen Ausschnitten gelagert sind, gebildet, bei den Apparaten A ist die Zapfenlagerung durch Schneidenlagerung ersetzt. Die Apparate A haben infolgedessen nahezu keine innere Reibung und sind daher gerade für Messungen sehr kleiner Formänderungen, bei denen diese zu größeren Fehlern führen kann, besonders geeignet. Sie haben den Vorteil, daß sie für Meßlängen von 10 mm verwendet werden können.

Die Messungen sind mit zufälligen und systematischen Fehlern behaftet. Die ersteren überwiegen die sehr kleinen systematischen Fehler[2], die in der Bauart des Apparates begründet sind.

Von den zufälligen sind als hauptsächliche zu nennen die Fehler, die sich aus kleinen Abweichungen des tatsächlichen Übersetzungsverhältnisses von dem durch Eichung bestimmten rechnungsmäßigen ergeben, von nicht zu vermeidenden Fehlern, die sich aus der Orientierung des Apparates zum Meßmittelpunkt und zur Meßrichtung ergeben, von Fehlern infolge innerer Reibung der Apparate und schließlich aus Schätzungsfehlern.

Das Übersetzungsverhältnis dieser Apparate wurde allgemein auf einem Flachkontrollstab von 1,50 m prismatischer Länge durch Vergleich mit Martensschen Spiegelapparaten ermittelt. Die regelmäßig durchgeführten Eichungen ergaben Abweichungen von höchstens 2% bei Eichungen, die bei verschiedener Apparatlage (waagerecht liegend, lotrecht hängend oder stehend) durchgeführt wurden, so daß mit einem mittleren Fehler von $\pm 1\%$ gerechnet werden muß. Die Fehler infolge innerer Reibung können bei dem Apparat A sehr klein angenommen werden, ebenso Ablesefehler, da die Ablesung bei diesem Apparat durch einen Spiegel erleichtert wird. Rechnet man mit einem Schätzungsfehler von $^1/_{10}$ Skalenteilung $= ^1/_{10}$ mm, so entspricht dem ein absoluter Fehler für die reduzierte Spannung von ± 9 kg/cm² bei 20 mm Meßlänge, bei 10 mm der doppelte. Bei dem Apparat B muß mit etwas größeren Fehlern gerechnet werden. Der hieraus erwachsende Fehler ist ein absoluter, so daß sich für kleine Spannungen verhältnismäßig große prozentuale Fehler ergeben. Für die größeren Spannungen kommen diese Fehler weniger in Betracht, da bei ähnlichen Aufgaben wie der vorliegenden gerade in Nähe der Stellen größter Spannungen so starke Spannungswechsel auftreten, daß die Fehler infolge endlicher Meßlänge und endlicher Schneidenbreite, die hier 1,5 mm betrug, und nicht zu vermeidende Fehler bei der Orientierung der Apparate nach Lage und Richtung überwiegen. Über die Größe derartiger Fehler können zahlenmäßige Ermittlungen nur an Hand der Ergebnisse, vor allem der Art der Formänderungskurven angestellt werden. Doch scheint es zweckmäßig, die vor Vornahme der Versuche angestellten grundlegenden Betrachtungen über Fehlergrößen wiederzugeben, da erst diese Hinweise auf zweckmäßige Versuchsausführung, insbesondere der Wahl des Meßsystems gaben.

Nach Gleichung 1) war:

$$\varepsilon_\alpha = \varepsilon_0 \cdot \cos^2\alpha + \varepsilon_{\frac{\pi}{2}} \cdot \sin^2\alpha \,. \tag{1}$$

Gesetzt

$$\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\frac{\pi}{2}}} = a \,,$$

daraus:

$$\varepsilon_\alpha = \varepsilon_0\left(\cos^2\alpha + \frac{1}{a}\cdot\sin^2\alpha\right), \tag{1a}$$

$$\left.\begin{aligned}\frac{d\varepsilon_\alpha}{d\alpha} &= 2\varepsilon_0\cdot\left(-\sin\alpha\cdot\cos\alpha + \frac{1}{a}\cdot\sin\alpha\cdot\cos\alpha\right)\\ &= \varepsilon_0\cdot\sin 2\alpha\left(\frac{1}{a}-1\right).\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Aus dieser Beziehung geht hervor, daß der größte Dehnungszuwachs bei $\alpha = \pm\frac{\pi}{4}$ eintritt und der absolut kleinste bei $\alpha = 0$, da $d\varepsilon/d\alpha = 0$.

Der Zuwachs für $\alpha = \pm\frac{\pi}{4}$ beträgt:

$$\frac{d\varepsilon_\alpha}{d\alpha} = \varepsilon_0\left(\frac{1}{a}-1\right). \tag{15}$$

Nach (1a) ist für diese Richtung:

$$\varepsilon_\alpha = \tfrac{1}{2}\varepsilon_0\left(1+\frac{1}{a}\right).$$

[1] E. Preuss: Versuche über die Spannungsverminderung durch die Ausrundung scharfer Ecken. Forsch.-Arb. V. d. I. 1912, Heft 126.

[2] K. Böttcher: Beitrag zur Entwicklung von Dehnungsmessern kleiner Meßlängen. Z. Instrumentenkunde 1928, Heft 6, S. 285.

Digitized by Google

Der Meßfehler bei fehlerhafter Orientierung in Prozent beträgt:

$$f = \frac{d\varepsilon_\alpha}{\varepsilon_\alpha} \cdot 100 = \frac{1-a}{\frac{1}{2}(1+a)} \cdot d\alpha \cdot 100,$$

$$f = 2\frac{1-a}{1+a} \cdot d\alpha \cdot 100. \qquad (16)$$

Für $d\alpha$ ist die nicht zu vermeidende größte Abweichung von der theoretischen Meßrichtung $\pm\frac{\pi}{4}$ einzusetzen. Man wird bei sehr exakter Versuchsausführung immerhin mit mittleren Abweichungen von $\pm 1/2^\circ = \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi}{180} = 0{,}0087$ rechnen müssen, da diese Abweichungen in mathematisch nicht genauer Auftragung des Linien-netzes und unvermeidbaren Fehlern bei der Einrichtung des Meßapparates nach der Meßrichtung begründet sind. Es ergibt sich somit:

$$f = \pm 2\frac{1-a}{1+a} \cdot 0{,}0087 \cdot 100 = \pm 1{,}74 \cdot \frac{1-a}{1+a}.$$

Die Fehler für verschiedene Verhältnisse a sind in Zahlentafel 1 zusammengestellt.

Zahlentafel 1. Fehlergrößen infolge Abweichungen von der Meßrichtung.

Formänderungen in den Hauptspannungsrichtungen				Bemerkungen
gleichgerichtet		ungleichgerichtet		
$a = \varepsilon_0 : \varepsilon_{\pi/2}$	f in %	$a = \varepsilon_0 : \varepsilon_{\pi/2}$	f in %	
1	0,0	— 1	∞	$a = -1$, d. h. ε_α für $\pm\pi/4$ theoretisch gleich 0, daher $f = \infty$
2	±0,6	— 2	∓5,2	
3	±0,9	— 3	∓3,5	
4	±1,0	— 4	∓3,3	
5	±1,2	— 5	∓3,0	
6	±1,2	— 6	∓2,8	
7	±1,3	— 7	∓2,7	
8	±1,4	— 8	∓2,6	
9	±1,4	— 9	∓2,5	
10	±1,4	—10	∓2,4	

Danach sind für Messungen, die etwa unter einem Winkel von 45° zu den Hauptspannungsrichtungen ausgeführt werden, selbst bei der größten, praktisch erreichbaren Genauigkeit hinsichtlich der Orientierung größere Fehler unvermeidbar. Die in den Hauptrichtungen ausgeführten Messungen selbst können dagegen als frei von Fehlern, die in Abweichungen von der theoretischen Meßrichtung begründet sind, angesehen werden.

Auf eine weitere Fehlerquelle bei der Bestimmung kleiner Spannungen soll an dieser Stelle noch eingegangen werden. Die in zwei senkrechten Richtungen auftretenden Spannungen sind vielfach sehr verschieden groß, entsprechend ergibt sich ein großes Verhältnis der Dehnungen in den beiden Richtungen. Die Spannung in einer Richtung errechnet sich zu

$$C \cdot \sigma_x = m\,\varepsilon_x + \varepsilon_y.$$

Es ist zu untersuchen, welchen Fehler ein Meßfehler in der Richtung ε_y auf die Spannung σ_x hervorruft, weil bei sehr kleinen Verhältnissen von $\varepsilon_x/\varepsilon_y = a < 1$ an sich zulässige prozentuale Fehler für ε_y zu größeren Fehlern für σ_x führen.

Die Dehnung ε_y sei fehlerhaft bestimmt zu $\frac{100 \pm f}{100} \cdot \varepsilon_y$, wo f der zulässige Fehler ist. Unter Einsetzung von $m = 10/3$ ist:

$$C \cdot \sigma_x = \frac{10}{3}\varepsilon_x + \varepsilon_y \cdot \frac{100 \pm f}{100}.$$

Der Fehler für σ_x ergibt sich zu:

$$f_1 = \frac{\frac{10}{3} \cdot \varepsilon_x + \varepsilon_y \cdot \frac{100 \pm f}{100} - \left(\frac{10}{3}\varepsilon_x + \varepsilon_y\right)}{\frac{10}{3}\varepsilon_x + \varepsilon_y} = \pm \frac{\frac{f}{100} \cdot \varepsilon_y}{\frac{10}{3}\varepsilon_x + \varepsilon_y}.$$

Für $\varepsilon_x/\varepsilon_y = a$ ist

$$f_1 = \pm \frac{3}{10a+3} \cdot f \text{ in } \%. \qquad (17)$$

Die Werte $\frac{3}{10a+3}$ für verschiedene Verhältnisse a sind in Zahlentafel 2 zusammengestellt.

Zahlentafel 2. Einfluß von Fehlern der Messung ε_y auf die errechneten Spannungen σ_x.

Formänderungen in den Meßrichtungen x und y				Bemerkungen
gleichgerichtet		ungleichgerichtet		
$a = \varepsilon_x : \varepsilon_y$	$\frac{3}{10a+3}$	$a = \varepsilon_x : \varepsilon_y$	$\frac{3}{10a+3}$	
10	±0,03	—10	∓0,03	
6	±0,05	— 6	∓0,05	
4	±0,07	— 4	∓0,08	
2	±0,13	— 2	∓0,18	
1	±0,23	— 1	∓0,43	
0,9	±0,25	— 0,9	∓0,50	
0,8	±0,27	— 0,8	∓0,60	
0,7	±0,30	— 0,7	∓0,75	
0,6	±0,33	— 0,6	∓1,00	
0,5	±0,37	— 0,5	∓1,50	
0,4	±0,43	— 0,4	∓3,00	
0,3	±0,50	— 0,3	∞	$a = -0{,}3$; d. h. σ_x theoretisch gleich 0, daher $f_1 = \infty$
0,2	±0,60	— 0,2	±3,00	
0,1	±0,75	— 0,1	±1,50	
0,0	±1,00	0,0	±1,00	

Danach ist für große Verhältnisse $a = \varepsilon_x/\varepsilon_y$ unabhängig von dem Vorzeichen der Dehnungen der Fehler f_1 für σ_x, der sich aus einer fehlerhaften Bestimmung von ε_y ergibt, klein. Bei ungleich gerichteten Dehnungen muß für die Verhältnisse $a = -0{,}1$ bis $-0{,}5$ mit größeren Fehlern für die Spannung σ_x, die in diesem Falle absolut viel kleiner ist als σ_y, gerechnet werden. Für kleine Schubspannungen im Bereich großer Normalspannungen ergeben sich ähnliche Bedingungen für die Fehler.

Da als Hauptziel der Versuche die Ermittlung der Hauptspannungen anzusehen war, sind entsprechend diesen Überlegungen zur Vermeidung von Fehlern die Meßrichtungen α und $\alpha + \pi/2$ an den Stellen größter Spannungen, also an der Lochleibung und in den gefährdeten Schnitten radial und tangential bzw. parallel und senkrecht zur Zugachse gelegt worden. In größerer Entfernung vom Auge liegen die Hauptmeßrichtungen allgemein parallel und senkrecht zur Zugachse, also abgesehen von den Stellen in Nähe der Blechränder, unter einem mehr oder weniger großen Winkel zu den Hauptrichtungen, die in größerer Entfernung von den Blechrändern etwa radial oder tangential verlaufen. Diese

Digitized by Google

Anordnung wurde getroffen, weil die Aufbringung eines Netzes von Radien und konzentrischen Kreisen weit schwieriger und mit größeren Ungenauigkeiten verbunden ist. Außerdem sind die Kontrollmöglichkeiten für die Spannungen in Richtung der Zugachse, die aus den Messungen parallel und senkrecht zur Zugachse schnell errechnet werden können, viel einfacher.

Die dritte und vierte Meßrichtung wurde unter einem Winkel von $\pm 45°$ zu den Richtungen α und $\alpha + \pi/2$ angeordnet. Nach den angestellten Überlegungen ist für diese zwar mit größeren Fehlern bei ungenauer Orientierung zu rechnen, wenn die Richtungen α und $\alpha + \pi/2$ etwa in die Hauptrichtungen fallen, doch wird man allgemein aus praktischen Gründen diese Anordnung

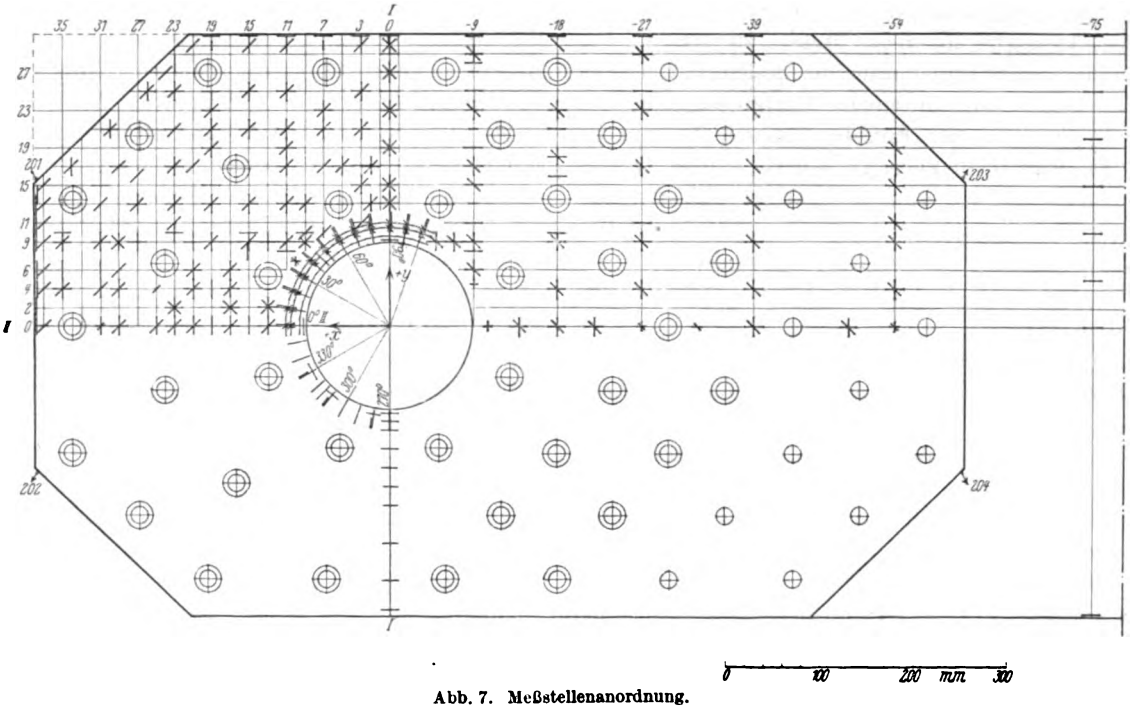


Abb. 7. Meßstellenanordnung.

treffen, zumal sich auf Grund der Gleichungen 9, 10 und 13 ergibt, daß in diesem Falle fehlerhafte Bestimmungen der Werte $\varepsilon_{\alpha+\pi/4}$ bzw. $\varepsilon_{\alpha+3\pi/4}$ auf die Spannungen σ_α und $\sigma_{\alpha+\pi/2}$ keinen, auf die Hauptspannungen σ_0, $\sigma_{\pi/2}$ und τ_{max} einen sehr kleinen Einfluß haben.

Das gewählte Meßsystem ist in Abb. 7 wiedergegeben. Die Messungen wurden an einem Halbstab (Seite *A*) ausgeführt. Geeignete Vergleichsmessungen an dem Hauptblech des anderen Halbstabes (Seite *B*) ergaben, daß die Kraft ziemlich gleichmäßig durch beide Halbstäbe aufgenommen wurde. Die Vergleichszahlen werden weiter unten angegeben.

Die Messungen wurden an der oberen Hälfte des Stabes vorgenommen, nachdem in Vorversuchen festgestellt war, daß die Spannungen hier etwas größer als in der unteren Hälfte waren, in der an der Lochleibung und im gefährdeten Flankenquerschnitt *I—I* Vergleichsmessungen ausgeführt wurden.

Allgemein erfolgte die Messung in drei, in einigen Punkten zu Kontrollzwecken in vier Richtungen, in einzelnen Punkten dagegen nur in zwei oder auch nur in einer Richtung. Aus den in benachbarten Punkten gemessenen Formänderungen erfolgte in diesem Fall dann durch graphische Ausmittlung die Bestimmung der Werte für die in diesem Punkt nicht gemessene Richtung. In Nähe der Nieten wurden die Meßpunkte in größerer Entfernung von diesen angeordnet. An einigen Stellen wurden Messungen unmittelbar am Niet ausgeführt. Diese Werte, die in den später aufgestellten Kurven für die eine oder andere Meßrichtung deutlich herausfallen, wurden bei der späteren Auswertung nicht berücksichtigt.

Die in den Hauptmeßrichtungen parallel oder senkrecht zur Zugachse (Meßrichtung 1 und 2) an der Lochleibung radial oder tangential festgestellten Formänderungen und Spannungen tragen den Index α oder $\alpha + \pi/2$ bzw. r oder t. Im Quadrant $+x$, $+y$ ist die dritte Messung hauptsächlich unter dem Winkel $\alpha + 3\pi/4$ ausgeführt worden (Meßrichtung 3). Die nahe der Lochleibung ausgeführte dritte, durch den Index d gekennzeichnete Messung wurde unter dem Winkel $3\pi/4$ zum Radius vorgenommen.

Die Radialmessungen am Auge, die so nahe wie möglich an der Peripherie des Loches ausgeführt werden sollten, waren so angeordnet, daß der kleinste Abstand der der Peripherie am nächsten befindlichen Schneide 0,1 cm betrug. Da der auf 1 cm arbeitende Apparat nicht so dicht an das Auge herangebracht werden konnte, wurden diese Messungen in der in Abb. 8 dargestellten Weise ausgeführt. Bei den zur Feststellung der größten Zugspannung in den Flankenquerschnitten ausgeführten Messungen betrug der Abstand von der Peripherie 0,3 cm bei 0,15 cm Schneidenbreite.

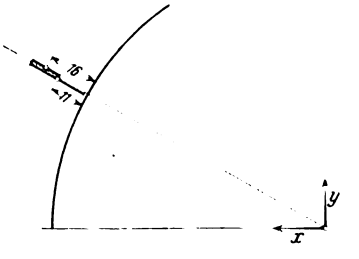


Abb. 8. Radialmessung an der Peripherie.

Digitized by Google

5. Versuchsausführung.

Bei der großen Zahl von erforderlichen Messungen war es notwendig, diese in entsprechend vielen Versuchsgängen durchzuführen, da einmal die Zahl der Meßapparate beschränkt war, andererseits viele Messungen nicht gleichzeitig ausgeführt werden konnten. Solange an keiner Stelle plastische Verformungen auftreten, ist dieses Verfahren ohne weiteres ausführbar. Bei Beginn plastischer Verformungen können diese nur an den Stellen festgestellt werden, an denen sich gerade die Meßapparate befinden. Bei Laststeigerungen, bei denen mit plastischen Verformungen oder mit zurückbleibenden elastischen Verformungen bei der Entlastung infolge des bei örtlicher plastischer Verformung eintretenden inneren Spannungszustandes zu rechnen ist, sind deshalb die Apparate an diese Stellen zu setzen. Im Flankenquerschnitt sind hierfür die Stellen in nächster Nähe des Auges und in einiger Entfernung von der Peripherie anzunehmen. Für die radialen Zusammendrückungen wurden in Vorversuchen bei kleinen Lasten die Radien zwischen $\varphi = 40$ und $50°$ als Linien größter Zusammendrückung ermittelt. Bei der ersten Belastung auf höhere Lasten wurde deshalb ein Meßapparat radial unter einem Winkel von $45°$ zur Achse angeordnet.

Die Ermittlung der Spannungsverhältnisse im elastischen Formänderungsbereich wurde für eine Belastung von 134 t, entsprechend einer mittleren Spannung von 540 kg/cm² in den Flankenschnitten durchgeführt. Bei dieser Last war bereits unter $\varphi = 45°$ in radialer Richtung unmittelbar am Auge eine kleine plastische Zusammendrückung von $10 \cdot {}^1/_{10000}$ mm für eine Meßstrecke von 20 mm = 0,005% aufgetreten. Da die größte Schubspannung, die für den Verformungsbeginn maßgebend ist, später unter einem Winkel von $\sim 60°$ errechnet wurde, muß mit einer etwas größeren Verformung an diesen Stellen gerechnet werden. Im Flankenquerschnitt in nächster Nähe der Peripherie waren hierbei die Formänderungen noch rein elastisch.

Sämtliche Formänderungen wurden ermittelt durch 2- bis 3malige Belastungen und darauffolgende Entlastungen. Der Stab wurde aus versuchstechnischen Gründen nicht vollkommen entlastet. Die Größe dieser Anfangslast, auf die immer wieder entlastet wurde, betrug $P_0 = 16$ t. Sämtliche für eine Last P festgestellten Formänderungen entsprechen einem Belastungsunterschied von $P' = P - P_0$. Die Zusatzformänderungen oder Spannungen für P_0 können, soweit erforderlich, aus den gefundenen Werten leicht ermittelt werden. Allgemein können die ermittelten Werte direkt verwendet werden, wobei zu beachten ist, daß sie der Belastung $P - P_0$ entsprechen.

Über die Versuchsausführung bei Eintritt größerer plastischer Verformungen wird später berichtet werden.

6. Die Kraftverteilung auf die beiden Halbstäbe.

Zur Feststellung der Kraftaufnahme durch die beiden Halbstäbe wurden die in Zahlentafel 3 ausgeführten Messungen an den Außenflächen beider Bleche gemacht. Die Innenflächen waren zum größten Teil der Messung nicht zugänglich. Am Halbstab auf Seite *A*, an dessen äußerem Beiblech die Messungen am Auge erfolgten, wurde eine größere Zahl von Messungen ausgeführt, so daß der auf die obere Hälfte entfallende Lastanteil hieraus berechnet werden kann.

In der Zahlentafel sind die Messungen für $P = 134$ t und $P = 191$ t angegeben. Die letzteren sind erst in späteren Versuchsgängen ermittelt. Sie sind den bei 134 t vollkommen verhältnisgleich; eine Änderung in der Lastverteilung bei der höheren Last ist also nicht eingetreten.

Die Spannungen für $P' = 175$ t sind unter Zugrundelegung eines Elastizitätsmoduls von $E = 2094000$ kg/cm², der aus Zugversuchen ermittelt wurde, errechnet. Die Stärke jedes Halbstabes, die beide aus ein und demselben Universaleisen entnommen waren, betrug im Mittel 1,09 cm. Bei vollkommen zentrischer Kraftwirkung entfällt auf den oberhalb der Zugachse liegenden Teil des Halbstabes der Kraftanteil ${}^1/_4\, P' = 43{,}7$ t. Die an der Außenfläche des Stabes *A* ausgeführten Spannungsmessungen ergeben eine Kraft von 42,6 t. Werden die aus den Randmessungen etwas größer hervorgehenden Spannungen an der Innenfläche berücksichtigt, so ergibt sich daraus ein Lastanteil, der nur sehr wenig unter dem rechnungsmäßigen liegt.

Zahlentafel 3. Formänderungsmessungen an den durchgehenden Blechen der Halbstäbe zur Ermittlung der Kraftverteilung.

Belastung in t			Dehnungen in der Zugrichtung in mm · 10⁻⁴ für 20 mm Meßlänge											
			Halbstab Seite A								Halbstab Seite B			
		Meßpunktordinaten in cm	Innenfläche	Außenfläche							Innenfläche		Außenfläche	
P	$P' = P - P_0$	$y =$ $x =$	- 31 - 75	0 - 75	5 - 75	10 - 75	15 - 75	20 - 75	25 - 75		31 - 75		- 31 - 75	31 - 75
134	118		68	66	93	87	83	84	78	73	69	71	65	68
			—	—	93	88	83	84	78	72	—	—	—	—
			101	99	138	131	123	124	115	107	103	106	100	105
191	175		102	99	138	133	124	125	114	107	103	107	100	106
			—	—	138	132	124	124	115	107	—	—	—	—
		Mittel	102	99	138	132	124	124	115	107	103	107	100	106
		$\sigma =$	1070	1040	1450	1390	1290	1290	1210	1120	1080	1120	1050	1110

E 2094000 kg cm².

Digitized by Google

7. Die Kraftverteilung auf den Halbstab und die Beibleche im Auge. Materialeigenschaften.

Die gleichmäßige Beanspruchung der durchgehenden Bleche und der aufgenieteten Beibleche wird gewährleistet:

1. durch die Bohrung für den Bolzen, die genau senkrecht zur Oberfläche erfolgen muß und so, daß die Leibungsflächen der einzelnen Bleche bündig liegen,
2. durch möglichst feste Nietung und
3. durch gleiche Materialeigenschaften der verbundenen Bleche.

Zu 1. Der ersten Bedingung wurde durch vorzügliche Ausführung bis zum praktisch erreichbaren Maß entsprochen[1].

Zahlentafel 4. Gleitungen zwischen den Beiblechen und den durchgehenden Blechen.

Belastung in t		Gleitung zwischen dem äußeren Beiblech und dem durchgehenden Blech des Halbstabes A in $^1/_{100}$ mm								
		Meßstelle 203			Meßstelle 204			Mittel		
P'	$P' = P - P_0$	Gesamt	Bleibend	Elastisch	Gesamt	Bleibend	Elastisch	Gesamt	Bleibend	Elastisch
$P_0 = 16$	0	—	—	—	—	—	—	—	—	—
134	118	5	0	5	5	0	5	5	0	5
191	175	8	0	8	8	0	8	8	0	8
239	223	10	0	10	11	0	11	10	0	10
249	233	11	0	11	12	1	11	11	0	11
271	255	12	0	12	15	1	14	14	1	13
292	276	13	1	12	17	3	14	15	2	13
302	286	15	2	13	21	5	16	18	4	14
324	308	17	3	14	24	8	16	21	6	15
336	320	24	9	15	31	13	18	27	11	16
347	331	32	17	15	43	25	18	38	21	17
358	342	45	30	15	62	44	18	54	37	17
368	352	132	117	15	156	138	18	144	127	17
379	363	187	170	17	204	185	19	196	178	18
413	397	246	227	19	273	252	21	260	240	20
426	410	278	—	—	316	—	—	297	—	—
437	421	308	—	—	349	—	—	329	—	—
447	431	340	319	21	388	363	25	364	341	23
458	442	37.	—	—	43.	—	—	40.	—	—
468	452	41.	—	—	48.	—	—	45.	—	—

[1] Der Gesellschaft Harkort, Duisburg, sei an dieser Stelle besonders gedankt.

Zu 2. Die Nietung war sehr reichlich bemessen. Durch Gleitungsmessungen zwischen dem äußeren Beiblech auf Seite *A* und dem durchgehenden Blech (Messung 201 bis 204) wurden die Verschiebungen der Bleche gegeneinander festgestellt. An den Meßstellen 201 und 202 sind bis zu einer Last von 468 t weder elastische noch bleibende Gleitungen festgestellt worden. Die gemessenen Verschiebungen an den Meßstellen 203 und 204 sind aus Zahlentafel 4 ersichtlich.

Bleibende Gleitungen sind auch hier bis etwa 300 t nicht eingetreten. Die elastischen Verschiebungen sind auf Verbiegungen der Nietbolzen, hervorgerufen durch ungleichmäßige Beanspruchung des durchgehenden Bleches und der Beibleche in den Teilen, in denen die letzteren noch nicht vollkommen angeschlossen waren, zurückzuführen. Ungleichmäßige Beanspruchung der Bleche am Auge durch eintretendes Gleiten sind danach frühestens von 300 t an zu erwarten. Starke Gleitungen treten dann bei etwa 360 t auf. Bei dem zuerst untersuchten Spannungszustand für 134 t sind Unterschiede in den Beanspruchungen der einzelnen Bleche am Auge infolge Gleitungen von vornherein nicht anzunehmen.

Zu 3. Die Voraussetzung gleicher Materialeigenschaften, die für gleichmäßige Kraftaufnahme durch die Hauptbleche und die Beibleche gemacht werden muß, war nicht vollkommen erfüllt, wie aus Zahlentafel 5 ersichtlich ist. Die plastischen Formänderungen traten beim Zugversuch bei Stäben aus den Beiblechen früher ein als bei dem Material der durchgehenden Bleche. Die Proportionalitäts- und Elastizitätsgrenze liegt bei den Beiblechen tiefer als bei den Hauptblechen. Die Dehnungszahlen sind ziemlich gleich, so daß vor Eintritt der plastischen Verformung nicht mit ungleichmäßiger Beanspruchung durch verschiedene Materialeigenschaften zu rechnen ist.

8. Einführung der Materialkonstanten in die Rechnung.

In den Gleichungen (9), (10), (11) und (13) sind die Werte für E und m für die Dehnungen zur zahlenmäßigen Auswertung einzuführen. Der Elastizitätsmodul des Ma-

Zahlentafel 5. Ergebnisse der Zugversuche mit Flachstäben.

	Entnommen aus	Lage zur Walzrichtung	Kennzeichnende Spannungen kg/mm²				Elastizitätsmodul kg/cm²	Bruchdehnung %	Querkontraktion %	Bemerkungen
			σ_p	$\sigma_{0,002}$	σ_s *	σ_B	E	δ für $l = 11{,}3\sqrt{f}$	q	
9	Beibleche	längs	13	16,5	27,1	49,6	2093000	26,1	59	
11			13	16,1	25,8	48,4	2081000	28,0	60	
Mittel			13	16,3	26,5	49,0	2087000	27,0	60	
10		quer	14	18,6	26,7	48,8	2097000	20,9	27	
12			16	20,6	26,8	46,1	2111000	15,1	26	
Mittel			15	19,6	26,8	47,5	2104000	17,5	27	
18	Durchgehende Bleche	längs	15	18,0	26,8	50,6	2114000	27,8	50	
20			18	21,2	26,8	47,1	2074000	29,5	60	
Mittel			17	19,6	26,8	48,9	2094000	28,7	55	
17		quer	18	21,5	29,0	49,5	2090000	22,6	44	
19			16	21,3	28,1	47,4	2096000	26,3	51	
Mittel			17	21,4	28,6	48,5	2093000	24,5	48	

* Die Streckgrenze war nicht ausgeprägt und wurde als die Spannung festgelegt, bei der die bleibende Dehnung 0,2% betrug.

Digitized by Google

terials für die Beibleche betrug im Mittel 2096000 kg/cm². Er wurde mit $E = 2100000$ kg/cm² in die Rechnung eingesetzt. Die Konstante m, das Verhältnis der elastischen Längs- zur elastischen Querdehnung wurde zu $^{10}/_{3}$ eingeführt. Dann ist

$$\frac{m \cdot E}{2} \cdot \frac{1}{m-1} = 1500000 \text{ kg/cm}^2,$$

$$\frac{m \cdot E}{2} \cdot \frac{1}{m+1} = 809000 \text{ kg/cm}^2.$$

Die Spannungen ergeben sich bei Einführung der Dehnungen in mm · 10 $^{-4}$ und einer Bezugslänge von 10 mm zu

$$\begin{matrix}\sigma_0 \\ \sigma_{\frac{\pi}{2}}\end{matrix} = 15{,}00 \cdot S_\alpha \pm 8{,}09 \cdot \sqrt{D_\alpha^2 + D_{\alpha+\frac{\pi}{4}}^2}, \qquad (9)$$

$$\begin{matrix}\sigma_\alpha \\ \sigma_{\frac{\pi}{2}}\end{matrix} = 15{,}00 \cdot S_\alpha \pm 8{,}09 \cdot D_\alpha, \qquad (10)$$

$$\begin{matrix}\tau_\alpha \\ \tau_{\alpha+\frac{\pi}{2}}\end{matrix} = \pm 8{,}09 \cdot D_{\alpha+\frac{\pi}{4}}; \qquad \begin{matrix}\tau_{\alpha+\frac{\pi}{4}} \\ \tau_{\alpha+\frac{3\pi}{4}}\end{matrix} = \mp 8{,}09 \cdot D_\alpha, \qquad (11)$$

$$\tau_{max} = \mp 8{,}09 \cdot \sqrt{D_\alpha^2 + D_{\alpha+\frac{\pi}{4}}^2}. \qquad (13)$$

Bei Messungen auf 20 mm sind die Faktoren in halber Größe einzusetzen.

I. Formänderungen und Spannungen im Bereich elastischer Formänderungen.

1. Formänderungen am Auge, Lochleibungsdrücke, Tangential- und Schubspannungen.

Die für 20 mm Meßlänge, Abstand der Meßmittelpunkte von der Peripherie $a = 11$ mm, bestimmten radialen, elastischen Zusammendrückungen (Abb. 9) bis

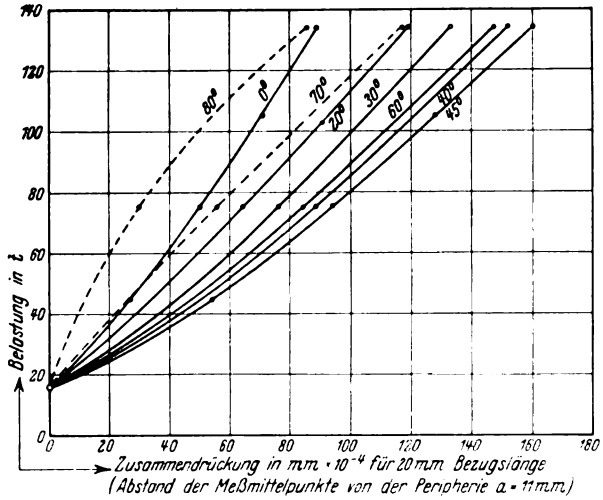


Abb. 9. Radiale, elastische Zusammendrückungen an der Peripherie.

zu 134 t lassen erkennen, daß das äußere Beiblech anfänglich an der Lochleibung überlastet war. Sämtliche Kurven mit Ausnahme der Kurven für 70 und 80° lassen mit steigender Last eine geringere Verformungszunahme erkennen. Die Änderung vollzieht sich ziemlich gleichmäßig für alle Kurven von 0 bis 60°, etwas stärker für die Kurven von 30 bis 60°. Die aus den errechneten Lochleibungsdrücken später errechneten Druckkräfte ergaben sich für 134 t etwas größer als die Kraft im kleinsten Zugquerschnitt, so daß auch für diese Last noch eine kleine Überbelastung des äußeren Beibleches an der Lochleibung anzunehmen ist. Der entsprechende Verlauf der einzelnen Kurven läßt aber erkennen, daß sich in dem Gesetz der Druckverteilung keine grundlegenden Änderungen, die aus ungleichmäßiger Anlage herrühren könnten, bei steigender Last vollzogen haben. Anderen Bedingungen unterliegen die Zusammendrückungen bei 70 und 80°, die hauptsächlich als Querzusammenziehungen infolge tangentialer Zugspannungen aufzufassen sind. Hier ist aus dem Verlauf der Kurven zu folgern, daß ursprünglich trotz der guten Einpassung verhältnismäßig geringere Drücke übertragen worden sind, als später für 134 t errechnet.

Zahlentafel 6 und 7 und Abb. 10 und 11 enthält die Formänderungen und die daraus errechneten Spannungen für den Peripherieabstand $a = 6$ mm und $a = 11$ mm von $\varphi = 0$ bis $\varphi = 110°$. Messungen in der dritten Meßrichtung konnten so dicht am Bolzen wegen der Bauart der Apparate nicht ausgeführt werden. Diese Formänderungen wurden erst für die Punkte $a = 16$ mm und $a = 20$ mm festgestellt (Zahlentafel 8 und 9).

Die Spannung τ_{max} für $a = 6$ und 11 mm ist hierfür errechnet zu $\tau_{max} = \pm \frac{1}{2}(\sigma_t - \sigma_r)$. Das gilt streng nur, wenn die Hauptspannungsrichtungen in den Meßpunkten mit den Radien und Tangenten zusammenfallen. Tatsächlich können diese von ihnen etwas abweichen. Der Fehler für τ_{max} ist jedenfalls sehr klein. Die Angaben für die größte Schubspannung beziehen sich nur auf die Normalebenen zur Oberfläche. Im Gebiet allseitigen Drucks in der Oberfläche und ihren Parallelebenen (Kerngebiet) von $\varphi = 0°$ bis $\varphi \sim 20°$ treten die tatsächlich größten Schubspannungen von der Größe $\frac{1}{2}\sigma_0 \sim \frac{1}{2}\sigma_r$ auf in zwei Flächenscharen, die mit der Oberfläche einen Winkel von 45° bilden und durch die Richtung der maximalen Hauptspannungen gegeben sind.

Der späteren, genauen Behandlung der Verteilung des Lochleibungsdruckes soll vorweg genommen werden, daß die ermittelten radialen Druckspannungen im Bereich ihrer Größtwerte wesentlich größer gefunden worden sind, als bei idealer Spannungsverteilung über die Blechstärke zu erwarten ist. Nach den später angestellten Gleichgewichtsuntersuchungen an dem herausgeschnitten gedachten Quadranten $+x$, $+y$ und den ermittelten Radialdruckspannungen in größerem Abstand von der Peripherie ist jedoch mit einer Änderung des festgestellten Charakters der Druckkurve auch bei idealer Spannungsverteilung nicht zu rechnen, wenn sich auch erheblich kleinere Unterschiede zwischen $\sigma_{r,max}$ und $\sigma_{r,0}$ ergeben.

Von den angegebenen Spannungen sind die an der Außenfläche festgestellten Druckspannungen σ_r bei 70 und 80° wahrscheinlich größer als die hier im Blechinneren wirkenden Spannungen. Die entsprechenden Messungen bei höheren Lasten führen an diesen Stellen bei sonst stetig verlaufenden Kurven zu auffallend großen Spannungen, die nur durch die Nietnähte zu erklären sind. Diese Wahrscheinlichkeit ist bei der späteren Auswertung der ermittelten Spannungsverhältnisse zu berücksichtigen.

Digitized by Google

Zahlentafel 6.

Zahlentafel 7.

Elastische Formänderungen und Spannungen an der gedrückten Leibung.

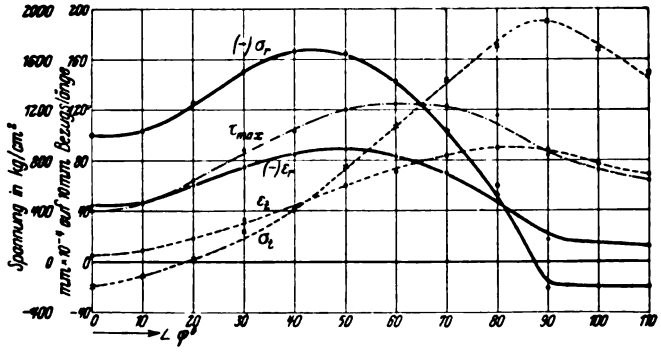
$P = 134$ t, $P' = 118$ t. Bezugslänge für die Formänderungen = 10 mm.

Peripherieabstand $a = 6$ mm.

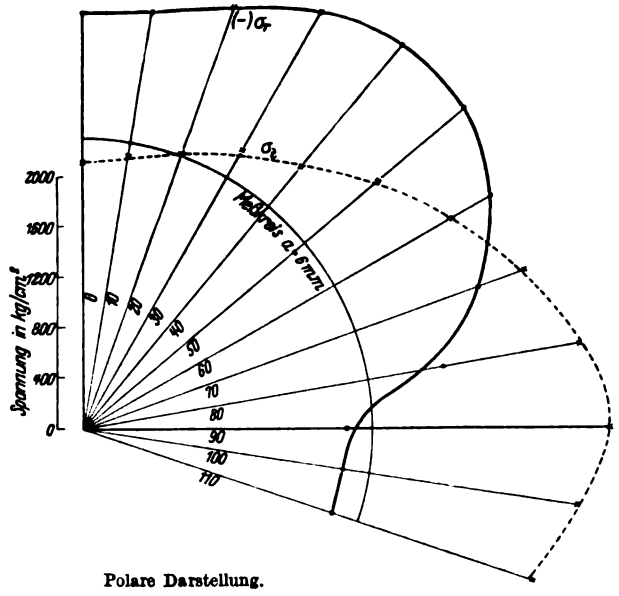
Radius $\varphi°$	Formänderungen mm · 10⁻⁴ ε_r	ε_t	Spannungen kg/cm² σ_r	σ_t	τ_{max}
0	—44,9	4,9	—1003	— 197	± 403
10	—47,8	9,5	—1039	— 111	± 464
20	—60,5	19,0	—1265	21	± 643
30	—75,5	33,7	—1512	258	± 885
40	—85,0	43,0	—1664	404	±1034
50	—89,0	60,5	—1651	765	±1208
60	—83,0	71,0	—1430	1070	±1250
70	—70,0	83,5	—1038	1442	±1240
80	—53,5	90,0	(— 612)	1708	(±1160)
90	—16,9	87,5	(215)	1905	± 845
100	—14,6	76,5	193	1665	± 736
110	—12,0	68,5	197	1499	± 651

Peripherieabstand $a = 11$ mm.

Radius $\varphi°$	Formänderungen mm · 10⁻⁴ ε_r	ε_t	Spannungen kg/cm² σ_r	σ_t	τ_{max}
0	—44,4	8,5	— 967	—111	± 428
10	—46,3	11,1	— 992	— 64	± 464
20	—54,5	19,3	—1125	69	± 597
30	—66,5	31,3	—1318	262	± 790
40	—76,0	40,6	—1473	411	± 942
50	—79,0	55,0	—1442	722	±1082
60	—73,5	65,0	—1247	993	±1120
70	—58,5	75,0	— 832	1326	±1079
80	—42,8	78,0	— 448	1504	± 976
90	—14,4	71,5	163	1553	± 695
100	—11,6	66,5	193	1455	± 631
110	— 9,6	59,5	190	1308	± 559

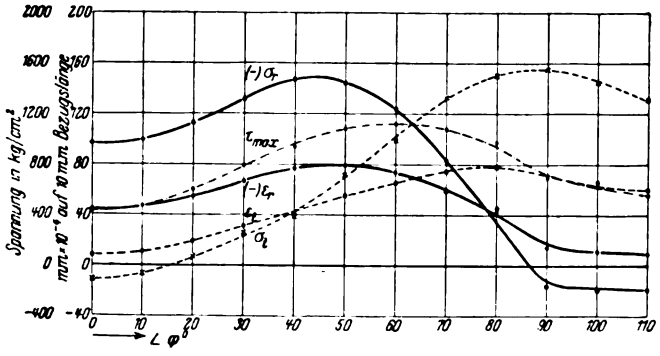


Meßkreis zur Geraden abgewickelt.

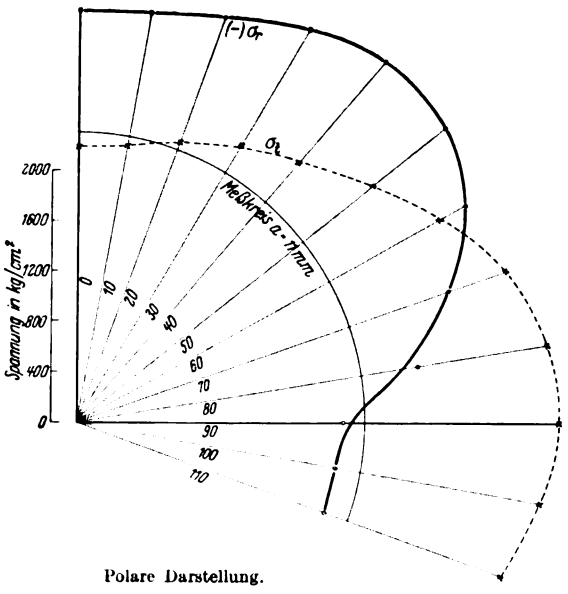


Polare Darstellung.

Abb. 10. Formänderungen und Spannungen an der Lochleibung. Meßkreis $a = 6$ mm.



Meßkreis zur Geraden abgewickelt.



Polare Darstellung.

Abb. 11. Formänderungen und Spannungen an der Lochleibung. Meßkreis $a = 11$ mm.

Digitized by Google

Zahlentafel 8. Elastische Formänderungen und Spannungen an der gedrückten Leibung. $P = 134$ t; $P' = 118$ t; Bezugslänge für die Formänderungen = 10 mm. Peripherieabstand $a = 16$ mm.

Radius $\varphi°$	Formänderungen mm · 10⁻⁴ in Richtung radial α ε_r	tangential $\alpha+\frac{\pi}{2}$ ε_t	diagonal $\alpha+\frac{3\pi}{4}$ ε_d	Abweichung der Radien von den Hauptspannungsrichtungen tg 2α	α	Spannungen kg/cm² in den Meßrichtungen σ_r	σ_t	τ_r τ_t	in den Hauptrichtungen σ_α	$\sigma_{\pi/2}$	τ_{max}
0	—43,8	12,3	—15,8	0	0° 00′	— 926	— 18	± 1	— 926	— 18	± 454
10	—44,9	12,6	—21,8	0,197	5° 30′	— 950	— 20	± 91	— 960	— 10	± 475
20	—48,5	19,5	—24,0	0,280	7° 50′	— 985	115	±153	—1006	136	± 571
30	—57,5	29,0	—25,5	0,260	7° 20′	—1128	272	±182	—1150	294	± 722
40	—66,5	38,2	—25,2	0,211	6° 00′	—1272	422	±179	—1290	440	± 865
50	—69,0	49,0	—11,6	0,027	0° 50′	—1255	655	± 26	—1255	655	± 955
60	—64,0	59,0	5,0	—0,122	— 3° 30′	—1070	920	∓121	—1076	926	±1001
70	—46,9	66,5	17,5	—0,136	— 3° 50′	— 624	1212	∓125	— 632	1220	± 926
80	—32,2	66,5	25,1	—0,161	— 4° 30′	— 283	1313	∓128	— 294	1324	± 809
90	—12,0	61,0	23,5	0,027	0° 50′	145	1325	± 16	145	1325	± 590
100	— 8,5	57,0	14,8	0,289	8° 10′	198	1258	±153	177	1279	± 551
110	— 7,1	50,5	4,8	0,586	15° 10′	184	1116	±273	110	1190	± 540

Zahlentafel 9. Elastische Formänderungen und Spannungen an der gedrückten Leibung. $P = 134$ t; $P' = 118$ t; Bezugslänge für die Formänderungen = 10 mm. Peripherieabstand $a = 20$ mm.

Radius $\varphi°$	Formänderungen mm · 10⁻⁴ in Richtung radial α ε_r	tangential $\alpha+\frac{\pi}{2}$ ε_t	diagonal $\alpha+\frac{3\pi}{4}$ ε_d	Abweichung der Radien von den Hauptspannungsrichtungen tg 2α	α	Spannungen kg/cm² in den Meßrichtungen σ_r	σ_t	τ_r τ_t	in den Hauptrichtungen σ_α	$\sigma_{\pi/2}$	τ_{max}
0	—43,4	15,0	—16,7	0,086	2° 30′	— 898	46	± 40	— 900	48	±474
10	—43,9	14,7	—19,8	0,178	5° 00′	— 912	36	± 84	— 919	43	±481
20	—44,2	18,2	—20,3	0,234	6° 40′	— 894	114	±118	— 909	129	±519
30	—51,0	26,8	—19,6	0,193	5° 30′	— 992	266	±121	—1003	277	±640
40	—59,0	34,2	—18,2	0,125	3° 40′	—1126	382	± 94	—1132	388	±760
50	—60,5	44,7	— 6,4	—0,029	— 0° 50′	—1089	615	∓ 24	—1089	615	±852
60	—57,5	55,0	4,6	—0,104	— 3° 00′	— 948	872	∓ 95	— 953	877	±915
70	—43,6	59,0	16,9	—0,179	— 5° 10′	— 599	1061	∓149	— 613	1075	±844
80	—24,7	58,5	25,7	—0,212	— 6° 00′	— 166	1180	∓142	— 181	1195	±688
90	— 9,7	55,5	20,6	0,067	1° 50′	156	1214	± 36	156	1214	±529
100	— 6,4	48,5	11,3	0,356	9° 50′	189	1077	±158	162	1104	±471
110	— 5,4	46,0	2,8	0,681	17° 10′	195	1025	±283	107	1113	±503

Für den unteren gedrückten Quadranten sind zur Ermöglichung eines Rückschlusses auf die hier vorhandenen Spannungsverhältnisse Kontrollmessungen ausgeführt, und zwar die Radialmessungen in den Punkten $a = 11$ mm auf 20 mm Meßlänge. Die Formänderungen waren unten etwas kleiner als oben. Der Charakter der Zusammendrückungskurven ist jedoch ganz der gleiche. Einige Vergleichsmessungen am Halbstab der Seite *B* ergaben ähnliche Verhältnisse (Zahlentafel 10).

Zahlentafel 10. Elastische Formänderungen in radialer Richtung. $P = 134$ t; $P' = 118$ t; Bezugslänge für die Formänderungen = 20 mm. Peripherieabstand $a = 11$ mm.

Radius $\varphi°$	Formänderungen mm · 10⁻⁴ Halbstab Seite *A* Quadrant oben $+x, +y$	Halbstab Seite *A* Quadrant unten $+x, -y$	Halbstab Seite *B* Quadrant oben $+x, +y$
0	— 89	— 89	— 85
10	— 93	— 88	—
20	—109	—103	—104
30	—133	—122	—
40	—152	—140	—139
50	—158	—142	—
60	—147	—130	—127
70	—117	—111	—
80	— 85	— 75	—
90	— 29	— 27	—

2. Formänderungen und Spannungen im Flankenquerschnitt *I—I*.

Für die Punkte oberhalb des Bolzens sind allgemein Messungen in drei Richtungen ausgeführt, so daß der Spannungszustand in jedem Punkt voll umschrieben ist.

Die in den dem Bolzen am nächsten gelegenen Meßpunkten (3 mm von der Peripherie) eintretenden Dehnungen erfolgten nahezu proportional mit der Last. Bleibende Verformungen traten bis zu $P = 134$ t an diesen Stellen nicht ein, trotzdem die den elastischen Dehnungen entsprechenden Spannungen hierbei schon größer waren als die Elastizitätsgrenze des Materials.

Diese bemerkenswerte, in ihrer Art bereits von Eiselin erkannte Änderung der Festigkeitswerte in Körpern von bestimmter Gestalt an Stellen von Spannungsspitzen wird später auf Grund der Meßergebnisse für

Digitized by Google

Zahlentafel 11. Elastische Formänderungen und Spannungen im Flankenquerschnitt *I—I*. (Oberer Teil.) $P = 134$ t; $P' = 118$ t; Bezugslänge für die Formänderungen = 20 mm.

Ordinate cm y	Formänderungen mm · 10⁻⁴ in Richtung 1 ε_α	2 $\varepsilon_{\alpha+\frac{\pi}{2}}$	3 $\varepsilon_{\alpha+\frac{3\pi}{4}}$	Abweichung der Meßrichtung 1 von den Hauptspannungsrichtungen $\operatorname{tg} 2\alpha$	α	Spannungen kg/cm² in den Meßrichtungen σ_α	$\sigma_{\alpha+\frac{\pi}{2}}$	τ_α $\tau_{\alpha+\frac{\pi}{2}}$	in den Hauptrichtungen σ_0	$\sigma_{\frac{\pi}{2}}$	τ_{max}
9,3	196	—	—	$\backsim 0$	$\backsim 0$	2060	—	$\backsim 0$	2060	—	∓ 1030
10	145	—30,0	59,0	0,017	0° 30′	1573	153	∓ 12	1573	153	$\mp$ 710
11	111	—19,4	50,1	0,067	1° 50′	1214	(156)	(∓ 36)	1214	(156)	$\mp$ 529
12	85,0	—12,6	41,0	0,098	2° 50′	937	(147)	(∓ 39)	939	(145)	$\mp$ 395
13	66,3	— 1,7	35,8	0,103	3° 00′	761	209	∓ 28	763	207	$\mp$ 278
15	54,7	— 3,7	30,0	0,154	4° 20′	618	146	∓ 37	621	143	$\mp$ 239
17	48,5	— 5,2	25,0	0,125	3° 40′	542	108	∓ 27	544	106	$\mp$ 219
19	42,0	— 6,8	19,9	0,074	2° 10′	462	66	∓ 15	462	66	$\mp$ 198
23	33,7	— 6,8	14,7	0,062	1° 50′	366	38	∓ 10	366	38	$\mp$ 164
27	27,0	— 4,8	—	↓	↓	295	37	↓	295	↓	↓
29,8	21,9	— 3,4	—	↓	↓	241	37	↓	241	↓	↓
31	19,4	—	—	0	0	205	0	0	205	0	$\mp$ 103

höhere Lasten behandelt werden. Für die Spannungen im Flankenquerschnitt *I—I* oben ergeben sich die aus Zahlentafel 11 ersichtlichen Formänderungen und Spannungen.

Die Spannung für $y = 9{,}3$ cm konnte aus der Dehnung unter Einführung des Elastizitätsmoduls errechnet werden, da hier die Meßrichtung beinahe genau mit der Hauptrichtung zusammenfallen muß und andererseits nur eine sehr kleine Spannung $\sigma_{\alpha+\pi/2}$ auftreten kann. Aus der Kurve ergibt sich durch Extrapolation die Randspannung am Auge zu ungefähr 2400 kg/cm². Die Extrapolation ist zulässig, da später für höhere Lasten nachgewiesen werden konnte, daß die Formänderungen für noch weit größere Spannungen rein elastisch sind und auch hierfür der Spannungsverlauf im Querschnitt praktisch dem durch die Kurve für σ_α gegebenen Gesetz folgt.

Die Kontrolle der Spannungen σ_α erfolgt durch Errechnung der Spannungsfläche, die den auf 1 cm Blechstärke entfallenden Kraftanteil angibt und Vergleich mit der äußeren Last für 1 cm Blechstärke. Der Inhalt der Spannungsfläche beträgt 12800 kg. Die mittlere Spannung beträgt:

$$\sigma_m^0 = \frac{12800}{\frac{1}{2}(62-18)} = 582 \text{ kg/cm}^2.$$

Die rechnungsmäßige mittlere Spannung beträgt

$$\sigma_m' = \frac{\frac{1}{4}P'}{\frac{1}{2}(62-18)\cdot\delta}.$$

Die Stärke δ des Halbstabes im Auge wurde nach Zerstörung des Versuchsstabes festgestellt, indem die Stärken der Beibleche und des Halbstabes einzeln nach Ausschlagen einiger Randniete an den abgeschrägten Blechrändern, wo plastische Verformungen nicht eingetreten sein können, gemessen wurden. Die Gesamtstärke der drei Bleche ergab sich am oberen Rande zu 2,43 cm, am unteren Rande zu 2,54 cm. Es wurde angenommen, daß die Stärke von oben nach unten gleichmäßig zunimmt. Aus dieser Annahme ergibt sich die mittlere Stärke im Flankenquerschnitt zu

$$\delta_m^0 = 2{,}45 \text{ cm}; \qquad \delta_m^u = 2{,}52 \text{ cm},$$

also rechnungsmäßig

$$\sigma_m^{0\prime} = \frac{\frac{1}{4}\cdot 118}{2{,}45\cdot 22} = 548 \text{ kg/cm}^2,$$

$$\sigma_m^{u\prime} = \frac{\frac{1}{4}\cdot 118}{2{,}52\cdot 22} = 532 \text{ kg/cm}^2.$$

Der prozentuale Unterschied zwischen der durch Messung an der Oberfläche gefundenen Spannungsfläche und dem rechnungsmäßig auf 1 cm Blechstärke entfallenden Kraftanteil bei idealer Spannungsverteilung beträgt $\frac{582-548}{548}\cdot 100 = 6{,}2\%$ für den oberen Teil des Querschnittes.

Im unteren Teil sind lediglich Vergleichsmessungen parallel zur Zugachse ausgeführt. Da die Hauptspannungsrichtungen nicht erheblich von dieser Richtung abweichen und die Spannungen senkrecht dazu im Verhältnis klein sind, können aus diesen Messungen allein die Spannungen in Richtung der Zugachse mit großer Annäherung auch für den unteren Teil des Querschnittes berechnet werden, wenn man die sich aus den Dehnungen ergebenden reduzierten Spannungen mit den nur wenig von 1 verschiedenen Verhältniszahlen $\sigma_\alpha : \sigma_{\alpha\,red}$ für den entsprechenden oberen Meßpunkt multipliziert (Zahlentafel 12).

Zahlentafel 12. Elastische Formänderungen und Spannungen im Flankenquerschnitt *I—I*. (Unterer Teil.) $P = 134$ t; $P' = 118$ t; Bezugslänge für die Formänderungen = 20 mm.

Ordinate cm y	Formänderungen mm · 10⁻⁴ In Richtung 1 ε_α	Verhältnis für den entsprechenden Meßpunkt im oberen Teil $\sigma_\alpha : \sigma_{\alpha\,red}$	Spannungen kg/cm² In Richtung 1 $\sigma_{\alpha\,red}$	σ_α
9,3	186	$\backsim 1{,}000$	1950	1950
10	134	1,033	1410	1457
11	96,0	1,042	1010	1052
13	(64,9)	1,092	(680)	(743)
15	48,5	1,070	510	546
17	45,2	1,063	475	505
19	39,5	1,048	415	435
23	27,9	1,034	293	303
27	20,8	1,039	218	227
29,8	16,6	1,030	174	180

Digitized by Google

Die Randspannung für $y = 9$ cm ergibt sich durch Extrapolation zu etwa 2250 kg/cm². Der Inhalt der Spannungsfläche beträgt 11550 kg, woraus σ_m^u zu 525 kg/cm² berechnet wird. Die Abweichung vom Rechnungswert bei idealer Kraftverteilung beträgt —1,3%. Für den oberen und unteren Teil des Flankenquerschnittes ergibt sich zusammen aus den Messungen ein Unterschied von +2,5% gegenüber dem rechnungsmäßig auf 1 cm Stärke entfallenden Lastanteil bei idealer Kraftverteilung. In den weiteren Auswertungen der Messungen im Flankenquerschnitt werden, um von etwaigen ungleichmäßigen Beanspruchungen der Halbstäbe oder der einzelnen Bleche unabhängig zu werden, die aus der Spannungsfläche ermittelten Werte für die mittleren Spannungen zugrunde gelegt.

3. Die Verteilung des Lochleibungsdruckes.

a) Gleichgewichtsbedingungen. Es erschien vorteilhafter, vor der Auswertung der Meßergebnisse an der Lochleibung die Kraftkontrollrechnungen für den Flankenschnitt durchzuführen, weil aus diesen Messungen einwandfreiere Aufschlüsse über die Kraftverteilung über die einzelnen Teile der Halbstäbe gewonnen werden als durch Vergleich der äußeren Kraft mit den in der Kraftrichtung wirkenden Komponenten der gemessenen Lochleibungsdrücke. Diese Spannungen können, da sie aus den in nächster Nähe des kraftübertragenden Bolzens ausgeführten Messungen errechnet sind, eventuell infolge ungleicher Kraftübertragung mit Störungen behaftet sein. Nachdem aus den vorangegangenen Vergleichsrechnungen festgestellt ist, daß die an der Oberfläche festgestellten Spannungen unter Berücksichtigung des nicht homogenen Versuchsstückes der äußeren Belastung recht gut entsprechen, ist vor weiterer Auswertung festzustellen, wie weit die aus den Messungen errechneten Lochleibungsdrücke dem Rechnung tragen.

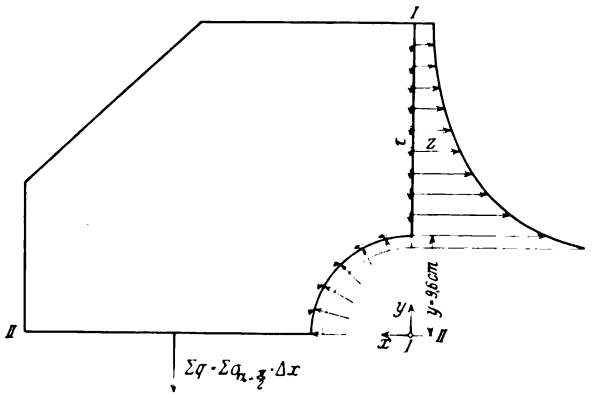


Abb. 12.

Durch das Auge wird ein Schnitt gelegt (Abb. 12). Die Peripherie des Loches wird durch einen Viertelkreis mit dem Radius $r = 9{,}6$ cm ersetzt, der durch die Meßmittelpunkte $a = 6$ mm geht. Die Summe der waagerechten Spannungskomponenten muß gleich der Summe der auf *I—I* wirkenden Normalspannungen sein. Dabei ist vorausgesetzt, daß im Schnitt *II—II* keine Schubspannungen auftreten, eine Bedingung, die bei zentrischer Kraftwirkung erfüllt ist (im Versuch wurden hier kleine, in Richtung der Spannungen z wirkende Schubspannungen festgestellt). Außerdem ist damit zu rechnen, daß in der Lochleibungsfläche Reibungskräfte auftreten. Diese Kräfte sind für den Peripherieabstand $a = 6$ mm nicht bekannt.

Die unter dem Winkel φ_n zur x-Achse wirkende Druckspannung p_n ergibt für das Intervall Δs in dieser Richtung einen Kraftbeitrag von $p_n \cdot \cos\varphi_n \cdot \Delta s$. Die Kraft in Richtung der x-Achse ergibt sich zu

$$\sum_0^{\pi/2} p_n \cdot \cos\varphi_n \cdot \Delta s ,$$

wo

$$\Delta s = r \cdot \Delta\varphi = 9{,}6 \cdot \frac{\pi \cdot 10}{180} = 1{,}678 \text{ cm}$$

für die von 10 zu 10° bestimmten Werte p. Es ergibt sich aus den Spannungswerten σ_r der Zahlentafel 6, die jetzt, da sie als äußere Kräfte aufgefaßt werden, mit p bezeichnet sind und aus den Spannungswerten σ_z der Zahlentafel 11, die jetzt mit z bezeichnet sind:

$$D = \Delta s \cdot \sum_0^{\pi/2} p_n \cdot \cos\varphi_n = 12{,}70 \text{ t} .$$

$$Z = \sum_{y=9{,}6}^{y=31} z \cdot \Delta y \qquad = 11{,}60 \text{ t} .$$

Die ermittelten Lochleibungsdrücke ergeben also einen größeren Wert als die Zugspannungen im Flankenquerschnitt. Die Ursache wird hauptsächlich in Überbeanspruchungen der äußeren Schichten an der Lochleibung liegen.

Eine bessere Kontrolle kann noch für die Meßpunkte mit dem Peripherieabstand $a = 16$ und $a = 20$ mm ausgeführt werden, da hierfür auch die senkrecht zu den Spannungen σ_r wirkenden Schubspannungen τ_r, die als Reibungskräfte aufgefaßt werden können, bekannt sind. Die in Richtung der Zugachse wirkende Komponente ist dann

$$D = \Delta s \cdot \sum_0^{\pi/2} p_n \cdot \cos\varphi_n + \tau_n \cdot \sin\varphi_n .$$

Die Spannungsfläche im Flankenquerschnitt *I—I* ist vom Rande bis $y = 9{,}0 + a$ zu berechnen.

Für die Meßpunkte $a = 16$ mm, Zahlentafel 8 ist

$$D_1 = 10{,}80 \text{ t}, \qquad Z_1 = 10{,}00 \text{ t} .$$

Für die Meßpunkte $a = 20$ mm in Zahlentafel 9 ist

$$D_2 = 9{,}80 \text{ t}, \qquad Z_2 = 9{,}50 \text{ t} .$$

Die in etwas größerem Abstande von der Peripherie ermittelten Werte zeigen also die beste Übereinstimmung. Die später bei Behandlung der Spannungsverteilung im Symmetrieschnitt aufgestellten Gleichgewichtsbedingungen für die Richtung senkrecht zur Zugachse führen ebenfalls zu guter Übereinstimmung zwischen den an der Lochleibung für die Meßpunkte $a = 16$ und $a = 20$ mm festgestellten Spannungen und den in den Schnitten festgestellten Spannungen senkrecht zur Zugachse.

Auf Grund der Ergebnisse dieser Vergleichsrechnungen können die Ergebnisse zur weiteren qualitativen Auswertung verwendet werden.

b) Das Gesetz für die Verteilung des Lochleibungsdruckes nach den Versuchsergebnissen. Die sich aus den Werten σ_r der Zahlentafel 6 bis 9 ergebenden Kurven für die Druckspannungen zeigen

Digitized by Google

Zahlentafel 13. Verhältniszahlen $\sigma_r : \sigma_{r_0}$.

Radius φ		0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$\frac{\sigma_r}{\sigma_{r_0}}$	Gemessen im Peripherieabstand $a = 6$ mm	1,000	1,037	1,262	1,510	1,660	1,646	1,427	(1,036)	(0,611)	—
	Nach dem Kosinus berechnet	1,000	0,985	0,940	0,866	0,766	0,643	0,500	0,342	0,174	0,000

durchaus ähnlichen Verlauf. Für die weitere qualitative Auswertung werden hauptsächlich die Spannungen, die in nächster Nähe der Peripherie festgestellt sind, verwendet.

Aus den Spannungswerten ist ersichtlich, daß hier das häufig als Randbedingung ausgesetzte Kosinusgesetz auch nicht annähernd zutrifft. Die größte, durch Messung ermittelte Druckspannung tritt bei 40° auf. Das Spannungsmaximum tritt nach dem Kurvenverlauf zwischen 40 und 45° auf, bei einem Winkel, der nur wenig von 40° abweicht. Die Spannung bei 40° ist etwa 65% größer als die in der Zugachse festgestellte Druckspannung. Es ist aber damit zu rechnen, daß sich die größten Radialspannungen bei idealer Kraftverteilung wesentlich kleiner ergeben würden. Zum Vergleich werden in Zahlentafel 13 die Verhältniszahlen der durch Messung gefundenen Spannungen zu der für den Winkel $\varphi = 0°$ festgestellten Spannung den nach dem Kosinusgesetz ermittelten Verhältniszahlen gegenübergestellt. Der Spannungswert für $\varphi = 0$ ist in beiden Fällen gleich 1 gesetzt, die absoluten Größen der gleich 1 gesetzten Werte sind natürlich nicht gleich.

In der weiteren Auswertung wurden die Werte σ_r bei 70 und 80° aus bereits angegebenen Gründen nicht berücksichtigt.

Zur Gewinnung eines empirischen Gesetzes wurden versuchsweise mehrere Gleichungen $p = f(\varphi)$ angesetzt, von denen die im folgenden angegebene, ihrem Aufbau nach gleiche Werte p für positive und negative Winkel φ derselben Größe ergebende Gleichung den festgestellten Druckverhältnissen am besten entsprach. Angesetzt wurde die Gleichung:

$$p = p_0[\cos\varphi + \beta(1 - \cos 4\varphi)],$$

wo β vorläufig eine beliebige positive Zahl ist.

Für $\varphi = 0°$ ist $p = p_0$,
für $\varphi = 90°$ ist $p = 0$.

Nachzuweisen ist noch, daß das Maximum unter einem Winkel auftritt, der etwas größer als 40° ist. Die erste Ableitung muß an der Stelle des Maximums Null werden:

$$\frac{dp}{d\varphi} = p_0[-\sin\varphi + 4\beta \sin 4\varphi] = 0,$$

$$\beta = \frac{\sin\varphi}{4 \sin 4\varphi}.$$

Der Wert β ist vorläufig nicht bekannt, so daß die Erfüllung der Bedingung durch Errechnung des Winkels φ nicht direkt nachgewiesen werden kann. Setzt man in diese Gleichung nacheinander den Winkel $\varphi = 40$, 41 bis 45° ein, so ergeben sich daraus die Werte für die verschiedenen Winkel.

$\varphi =$	40°	41°	42°	43°	44°	45°
$\beta =$	0,470	0,573	0,805	1,225	2,490	∞

Das Maximum liegt also für jeden Wert $\beta \geqq 0{,}47$ zwischen 40 und 45°. Die zahlenmäßige Bestimmung von β aus der Maximalgleichung ist nicht möglich, weil der Winkel, für den p den Größtwert erreicht, in Anbetracht der starken Änderungen von β bei kleinen Änderungen des Winkels φ aus den Messungen nicht genau genug festgelegt werden kann. Die Abschätzung des Wertes muß deshalb aus den Verhältniszahlen der Zahlentafel 13 erfolgen. Von vornherein ist zu übersehen, daß die durch den Versuch festgestellte Verlegung der Größtspannung vom Druckmittelpunkt fort von mehreren Faktoren abhängig sein muß. Einmal wird die Größe des Beiwertes, durch die der Verlauf der Kurve für die empirische Lochleibungsformel maßgebend bestimmt wird, abhängig von den elastischen Verhältnissen der Scheibe, also abhängig von den Abmessungen der Scheibe und der Größe der Materialkonstanten E und m sein, andererseits wird die mehr oder weniger gute Übereinstimmung des Bolzens und des Lochdurchmessers großen Einfluß auf die Verteilung des Lochleibungsdruckes haben.

In der qualitativen Auswertung genügt deshalb in Anbetracht der starken Veränderlichkeit, der die Druckverteilung unterliegen kann, eine annähernde Bestimmung des Beiwertes. Der Wert könnte anderenfalls unter Zugrundelegung der Formel durch Ausgleichen der einzelnen Werte ermittelt werden, doch konnte hierauf verzichtet werden.

Die Spannung bei $\varphi = 90°$ ist nach der Gleichung unabhängig von der Größe von β. Für jeden Wert β ergibt sich die Spannung dort zu 0. Es ist zu berücksichtigen, daß bei scharfer Einpassung des Bolzens hier Druckspannungen auftreten können. In dem Meßpunkt mit dem Peripherieabstand $a = 6$ mm tritt zwar in radialer Richtung eine kleine Zugspannung auf. Direkt an der Lochleibung kann jedoch nur eine Spannung aufgetreten sein, die gleich oder kleiner als 0 ist, wie auch später für größere Lasten gefunden wurde.

In der angesetzten Gleichung kann auftretenden Druckspannungen bei 90° dadurch Rechnung getragen werden, daß die Gleichung auf die Form

$$p = p_0[\cos\varphi + \beta(1 - \cos 4n \cdot \varphi)]$$

gebracht wird. Für jeden Wert $n \neq 1$ ergeben sich dann Druckspannungen bei 90°. Dieser Beiwert kann nur wenig verschieden von 1 gewählt werden, da sich anderenfalls größere Unterschiede gegenüber dem aus den Messungen festgestellten Charakter der Spannungskurve ergeben würden.

Zur zahlenmäßigen Bestimmung des Wertes β wird die ursprüngliche Gleichung ohne den Wert n verwendet. Bei Einsetzen verschiedener Werte für $\beta = 0{,}4$; 0,5; 0,6 usw. ergibt sich, daß der Wert bei dieser Form der Gleichung für die Meßpunkte $a = 6$ mm etwa zu 0,5 zu wählen ist. Die Verhältniszahlen p zu p_0 aus den Messungen liegen für 10 bis 40° unterhalb der Kurve der Gleichung, für 50 bis 80° oberhalb derselben. Die größten Unterschiede treten bei 70 bis 80° ein. Der Spannungs-

Digitized by Google

größtwert ergibt sich aus den Maximalbedingungen bei 40,3°. Unter Einsetzung des Wertes β zu 0,5 sind die Verhältniszahlen $p : p_0$ für verschiedene, in der Nähe von 1 liegende Werte n auf Grund der aufgestellten Gleichung errechnet und in Abb. 13 dargestellt.

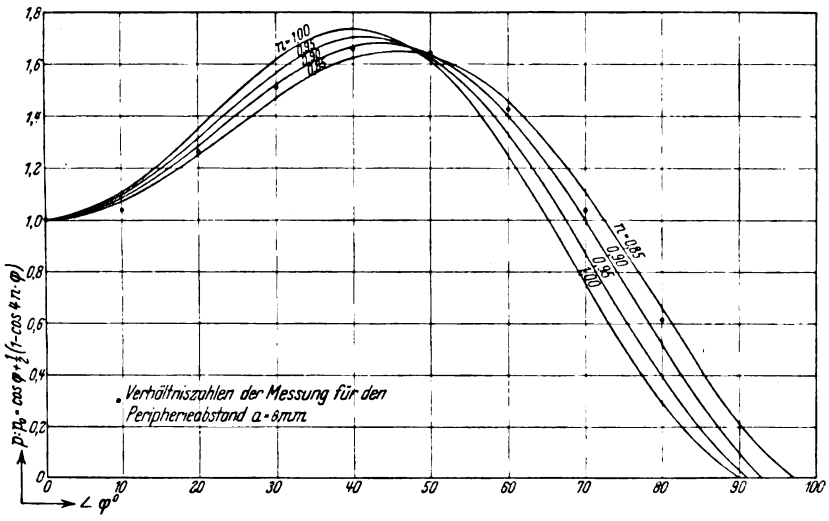


Abb. 13. Druckverteilung nach der Gleichung für den Lochleibungsdruck bei verschiedenen Beiwerten n.

Eine kritische Betrachtung über die Größe des Beiwertes, der mit 0,5 nur den durch Überbeanspruchung an der Blechoberfläche vorhandenen Spannungsverhältnissen Rechnung trägt, wird am Schluß dieser Untersuchung angestellt werden.

Zur Errechnung der Größe von p_0 werden die Gleichgewichtsbedingungen angesetzt.

$$P = \delta \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} p \cdot r \cdot d\varphi \cdot \cos\varphi .$$

Unter Einsetzung von

$$p = p_0[\cos\varphi + \beta(1 - \cos 4n\varphi)].$$

$$P = \delta \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} p_0 \cdot r[\cos^2\varphi + \beta(\cos\varphi - \cos 4n\varphi \cdot \cos\varphi)] \cdot d\varphi .$$

Es ist:

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos^2\varphi \cdot d\varphi = \frac{\pi}{2},$$

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos\varphi \cdot d\varphi = 2,$$

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos 4n\varphi \cdot \cos\varphi \cdot d\varphi = \left| \frac{\sin(4n-1)\varphi}{2\cdot(4n-1)} + \frac{\sin(4n+1)\varphi}{2\cdot(4n+1)} \right|_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} = A.$$

$$P = p_0 \cdot r \cdot \delta \left[\frac{\pi}{2} + \beta(2 - A) \right].$$

Die Konstanten A ergeben sich durch Einsetzen der verschiedenen Werte n in das bestimmte Integral.

An Stelle der bei Verwendung des Kosinusgesetzes geltenden Beziehung $p_0 = \frac{1}{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{P}{r \cdot \delta}$ tritt jetzt der Ausdruck:

$$p_0 = \frac{1}{C} \cdot \frac{P}{r \cdot \delta}, \quad \text{wo} \quad C = \frac{\pi}{2} + \beta(2 - A) = \frac{\pi}{2} + B.$$

Die Maximalspannung ist:

$$p_{max} = \frac{p_{max}}{p_0} \cdot \frac{1}{C} \cdot \frac{P}{r \cdot \delta}.$$

Die Verhältniszahlen p_{max}/p_0 sind aus Zahlentafel 14 zu entnehmen. Unter Einsetzung des Wertes β zu 0,5 erhält man für verschiedene Werte n die in Zahlentafel 14 zusammengestellten Zahlen.

c) Kritik der Feststellungen über die Verteilung des Lochleibungsdruckes. Für diese Feststellungen war das Versuchsstück in Anbetracht des großen Lochdurchmessers einerseits gut geeignet, andererseits waren die Verhältnisse für diese Untersuchung wegen der Mehrteiligkeit des Augenstabes ungünstig. Trotz der außerordentlich großen Sorgfalt bei der Herstellung des Versuchsstückes zur Erzielung gleichmäßiger Anlage des Bolzens in allen Peripheriepunkten und über die ganze Stärke der Augenbleche deuten die Versuchsergebnisse auf gewisse ungleichmäßige Beanspruchungen über die Blechstärke hin. Die Messungen an der Lochleibung in Verbindung mit den noch zu erörternden Ergebnissen in größerer Entfernung vom Auge geben aber die Möglichkeit, die Art dieser ungleichmäßigen Druckverteilung zu erkennen und in den bisherigen Ergebnissen qualitativ zu berücksichtigen.

Der Verlauf der Radialformänderungen von $\varphi = 0$ bis $\varphi = 70°$ (Abb. 9) bei steigender Belastung bis zu $P' = 118$ t berechtigt den Schluß, daß der Bolzen von Beginn der Belastung an in diesen Radien gut angelegen hat. Für die auffällig klein gefundenen Druckspannungen bei und in der Nähe von $\varphi = 0°$ kann deshalb angenommen werden, daß die Spannungswerte, wenn überhaupt, dann nur unerheblich unter den Spannungswerten bei gleichmäßiger Verteilung über die Stärke liegt. Berechnet man unter Einsetzen des gefundenen Wertes p_0 für den Meßkreis $r = 9{,}6$ cm aus der aufgestellten Gleichung für $n = 1$ den Wert β bei idealer Kraftverteilung, so erhält man nur $\beta \sim 0{,}4$ im Gegensatz zu $\beta \sim 0{,}5$ aus den Meßwerten p. Stellt man weiter die Gleichgewichtsbedingungen für den Quadranten $+x$, $+y$ nach Abb. 12 auch für die Spannungen senkrecht zur Zugachse auf (s. Abschnitt I, 5), so ergibt sich gute Übereinstimmung zwischen den senkrecht zur Zugachse wirkenden Spannungen in den Schnittrichtungen x und y und den entsprechenden Komponenten der radialen Druckspannungen und tangentialen Schubspannungen für die Meßkreise $r = 10{,}6$ und $r = 11{,}0$ cm. Die beste Übereinstimmung der Spannungskomponenten in Richtung der Zugachse und senkrecht dazu erhält man für den Meßkreis $r = 11{,}0$ cm. Der dieser Drucklinie entsprechende Beiwert β wäre etwas kleiner als 0,3 anzunehmen. Eine

Digitized by Google

Abhängigkeit des Beiwertes von r ist an sich wahrscheinlich. Die starke Änderung von β für $r = 11{,}0$ und $r = 9{,}6$ von $\beta \sim 0{,}3$ bis $\beta \sim 0{,}5$, also für einen Abstand von nur $0{,}078\,d$ ist aber auffällig. Durch die Messungen im Scheitelschnitt (I, 5) und die errechneten Spannungen $\sigma_{\alpha+\pi/2}$ für diesen Schnitt und durch die aus den Messungen errechneten Radialdruckspannungen in größerem Abstande von der Peripherie (Abb. 21) wird jedoch der haftet sein. Eine Extrapolation aus den bekannten Werten für $r = 10{,}6$ und $11{,}0$ cm auf $r = 9{,}0$ cm, für die dazu noch eine Annahme über den Verlauf der Schubspannungen längs der Radien gemacht werden müßte, ist nicht angängig. Aus den errechneten Werten kann entnommen werden, daß die Schubspannungen $\tau_{r,t}$ von 0 bei $\varphi = 0°$ auf einen Größtwert zwischen $\varphi = 30$ bis $40°$ anwachsen, um dann wieder auf 0 abzufallen. Für

Zahlentafel 14. Berechnung der Konstanten für p_0 und p_{max} nach der aufgestellten Druckgleichung für $\beta = 0{,}5$ und verschiedene Beiwerte n.

Beiwert n	A	B $0{,}5\,(2-A)$	$\frac{\pi}{2}$	$C = \frac{\pi}{2} + B$	φ für p_{max}	$\frac{p_{max}}{p_0}$	$\frac{1}{C}$	$\frac{p_{max}}{p_0} \cdot \frac{1}{C}$
0,85	+0,034	0,983	1,571	2,554	45,6°	1,653	0,392	0,648
0,90	—0,042	1,021	1,571	2,592	43,7°	1,684	0,386	0,650
0,95	—0,115	1,058	1,571	2,629	41,9°	1,712	0,381	0,652
1,00	—0,133	1,067	1,571	2,638	40,3°	1,736	0,379	0,658

Charakter der festgestellten Kurve bestätigt. Die Resultierende der Spannungen $\sigma_{\alpha+\pi/2}$ im Symmetrieschnitt bedingt eine bedeutend größere resultierende Komponente der Lochleibungsdrücke in dieser Richtung, als das einfache Kosinusgesetz ergibt. Außerdem wirken die Reibungskräfte in der Leibung im allgemeinen in der in Abb. 12 eingezeichneten Richtung und ergeben eine zusätzliche Komponente im Richtungssinn der Resultierenden von $\sigma_{\alpha+\pi/2}$. Ohne die unmittelbar an der Leibung ausgeführten Messungen zu berücksichtigen, nur unter Berücksichtigung der Spannungen $\sigma_{\alpha+\pi/2}$ im Scheitelschnitt und der sehr kleinen, im selben Sinne wirkenden Schubspannungen im Flankenschnitt, könnte für den Lochleibungsdruck bei sehr guter Einpassung der Ansatz gemacht werden: $p = p_0 \cdot \cos^n \varphi$, $0 < n < 1$, wofür immer für $\varphi = 0$ das Druckmaximum eintreten würde. Nun ergeben sich aber nicht nur durch die Messungen unmittelbar an der Leibung, sondern auch durch die Messungen in Punkten in größerem Abstand von derselben, für die stärkere Einflüsse ungleichmäßiger Druckübertragung über die Blechstärken nicht mehr zu erwarten sind, bis zu einem Winkel φ von 30 bis 40° Radialdruckspannungen, die gleich oder etwas größer als bei $\varphi = 0°$ sind. Deshalb erscheint das aufgestellte Gesetz für die Randbedingungen den Verhältnissen bei engem Paßsitz besser zu entsprechen. Es ist damit zu rechnen, daß der Wert β bei sonst gleichen Verhältnissen je nach der Einpassung in großen Grenzen schwankt. Für den sehr engen Paßsitz des Versuchsstückes entspricht unter Berücksichtigung der Ergebnisse der Gleichgewichtsrechnungen ein Wert $\beta \sim 0{,}3$ den festgestellten Spannungsverhältnissen am besten. Die Hauptwerte für die Druckverteilung für diesen Wert gehen aus Zahlentafel 15 hervor.

Die festgestellten Schubspannungen in den Meßkreisen $r = 10{,}6$ und $11{,}0$ cm lassen Schlüsse auf die Größe der Reibungsspannungen in der Peripherie nur qualitativ zu. Die festgestellten Schubspannungen τ_r und τ_t (Zahlentafel 8 und 9) sind klein im Verhältnis zu den Normalspannungen, können deshalb nach den Erörterungen über Fehlergrößen mit prozentual großen, wenn auch absolut nicht so beträchtlichen Fehlern be-

$r = 10{,}6$ und $11{,}0$ cm wirken die Spannungen τ_r von $\varphi \sim 50°$ bis $\varphi \sim 90°$ entgegengesetzt dem Richtungssinn der Abb. 12. Direkt an der Leibung werden die Reibungskräfte auch hier im Sinne der Abb. 12 gewirkt haben. Die festgestellten negativen Schubspannungen deuten nur auf eine baldige Änderung der Richtung der Hauptspannungslinien mit wachsendem Abstand von der Peripherie hin (Abb. 20). Die im Verhältnis zu den Radialdruckspannungen größte Schubspannung im Meßkreis $r = 10{,}6$ cm bei $\varphi = 20$ bis 30° beträgt $\sim 16\%$ der Radialdruckspannung, der Winkel zwischen Hauptrichtung und Radius 7 bis 8° (Abb. 20).

Zahlentafel 15. Berechnung der Konstanten für p_0 und p_{max} nach der aufgestellten Druckgleichung für $\beta = 0{,}3$ und $n = 1$.

A	$2-A$	$B = \beta\,(2-A)$	$C = \frac{\pi}{2} + B$	φ für p_{max}	$\frac{p_{max}}{p_0}$	$\frac{1}{C}$	$\frac{p_{max}}{p_0} \cdot \frac{1}{C}$
—0,133	2,133	0,640	2,211	37,4°	1,353	0,452	0,612

d) Die Anstrengung des Materials an der Lochleibung. Unter Verwendung des einfachen Kosinusgesetzes ergibt sich:

$$p_0 = p_{max} = \frac{1}{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{P}{r \cdot \delta} = 0{,}637 \frac{P}{r \cdot \delta}.$$

Der Vergleich dieses Faktors mit der letzten Spalte der Zahlentafeln 14 und 15 läßt erkennen, daß die größte, aus dem Kosinusgesetz errechnete Druckspannung nicht sehr von den unter Zugrundelegung des ermittelten Gesetzes errechneten Werten abweicht. Da jedoch für die Anstrengung des Materials bei mehrachsigen Spannungszuständen nicht allein die größte, in einer Richtung auftretende Spannung als maßgebend angesehen werden kann, sind zur Wertung dieser Ergebnisse die senkrecht zu den Druckspannungen wirkenden Tangentialspannungen heranzuziehen.

Im Druckmittelpunkt wirkt nach theoretischen Überlegungen (Beke, Reissner) und auch nach Versuchen (Rühl, Coker) senkrecht zur radialen Druckspannung eine tangentiale Druckspannung. Auch im vorliegenden Fall ist bei $\varphi = 0°$ eine Druckspannung festgestellt wor-

Digitized by Google

den. Die größte Schubspannung, die jedoch nach den früheren Ausführungen im Kerngebiet nicht in Normalebenen zur Oberfläche auftritt, ist bei $\varphi = 0$ gleich $\frac{1}{2}\sigma_r$, unter Annahme des Kosinusgesetzes $\sim 0{,}32\frac{P}{r\cdot\delta}$. Die größte, an der Peripherie auftretende Schubspannung für diese Druckverteilung würde unter Berücksichtigung des hier festgestellten Verlaufs der Tangentialspannungen $\sim 0{,}38\frac{P}{r\cdot\delta}$ betragen, während sich zum Beispiel unter Einführung der Tangentialspannungen aus der Bekeschen Näherungstheorie, auf die später eingegangen wird, ein noch etwas kleinerer Wert ergeben würde.

Nach den Messungen tritt die größte Schubspannung bei 60° ein (siehe Zahlentafel 6). Ihre Größe beträgt $\sim 0{,}50\frac{P}{r\cdot\delta}$ ($r = 9{,}6$ cm; Radius des Meßkreises), ein Wert, der bei Berücksichtigung der festgestellten Überlastung des vermessenen Quadranten sich bei idealer Kraftverteilung auf $\tau_{max} \sim 0{,}45\frac{P}{r\cdot\delta}$ ermäßigt. Hinsichtlich der größten Schubspannung ergeben sich also ungünstigere Bedingungen an der Lochleibung als nach dem einfachen Kosinusgesetz. Bei der Dimensionierung von Augenstäben mit gut eingepaßtem Bolzen muß diese größte Schubspannung, die größer ist als die größte Schubspannung im Flankenschnitt, zur Vermeidung von größeren Verdrückungen berücksichtigt werden. Es würde naheliegen, dieses Ergebnis zahlenmäßig auf Grund der für den ebenen Spannungszustand bestehenden Anschauungen über die Fließgefahr weiter auszuwerten. (Fließbedingung nach der größten Schubspannung:

$$2\tau_{max} = \sigma_r - \sigma_t = 2k; \qquad \sigma_r^2 - 2\sigma_r\cdot\sigma_t + \sigma_t^2 = 4k^2$$

oder Fließbedingung nach der Gestaltsänderungsenergie:

$$\sigma_r^2 - \sigma_r\cdot\sigma_t + \sigma_t^2 = 4k^2,$$

wo $2k$ die Fließgrenze ist.) Jedoch können diese Bedingungen, wie der weitere Verlauf des Versuches zeigte, für spannungsgestörte Teile, bei denen wie hier sehr große, auf ein kleines Gebiet beschränkte Spannungen auftreten, nicht ohne weiteres angewendet werden, da die nicht so hoch beanspruchten, benachbarten Teile die plastischen Verformungen in den von ihnen umgebenen, hochbeanspruchten Teilen behindern. Auf diese Verfestigung, die bei Körpern bestimmter Gestalt vorhanden ist, wird später zurückzukommen sein.

4. Das Gesetz für die Spannungsverteilung im Flankenquerschnitt *I—I*.

Die Spannungen im oberen und unteren Querschnittsteil hatten sich für die Meßpunkte $y = 9{,}3$ cm zu 2060 bzw. 1950 kg/cm² ergeben. Die für den Lochrand aus den Spannungskurven extrapolierten Werte betrugen 2400 bzw. 2250 kg/cm². Das Verhältnis zu den aus den beiden Spannungsflächen ermittelten mittleren Spannungen beträgt für den oberen und unteren Meßpunkt bei $y = 9{,}3$ cm, $n = 3{,}64$ bzw. 3,72, für die Randspannungen ergibt sich dieses Verhältnis zu $n = 4{,}1$ bzw. 4,3.

Eine Gegenüberstellung dieser Ergebnisse mit den Werten der Bekeschen Theorie soll vorgenommen werden, da diese heute häufig bei der Bemessung von Augenstäben und auch bei der Bemessung dieses Stabes verwendet worden ist.

Beke faßt das Auge als geschlossenen Kreisring auf und setzt für diesen unter Beachtung der von Müller-Breslau[1] angegebenen Gleichungen für den gekrümmten Stab die Elastizitätsbedingungen an (Abb. 14). Dabei wird vorausgesetzt, daß die Elastizitätsgrenze nicht überschritten wird, die radialen Querschnitte eben bleiben, der Lochleibungsdruck sich nach dem Kosinusgesetz verteilt und die Last P sich in der Breite des Stabes gleichmäßig auf den Kopfteil verteilt.

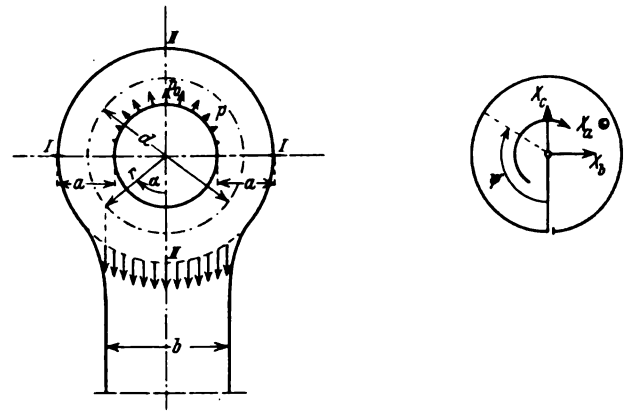


Abb. 14.

Die statisch unbestimmten Größen X_a, X_b und X_c werden nach Abb. 14 angebracht. Die in der Zugachse wirkende Kraft X_c ist aus Symmetriegründen gleich 0. Zur Ermittlung von X_a und X_b werden die Elastizitätsbedingungen nach dem Satz von der kleinsten Formänderungsarbeit verwendet:

$$\frac{r}{E\cdot F}\int \mathfrak{N}\frac{\partial\mathfrak{N}}{\partial X_a}d\psi + \frac{r}{E\cdot Z}\int M\frac{\partial M}{\partial X_a}\cdot d\psi = 0,$$

$$\frac{r}{E\cdot F}\int \mathfrak{N}\frac{\partial\mathfrak{N}}{\partial X_b}d\psi + \frac{r}{E\cdot Z}\int M\frac{\partial M}{\partial X_b}\cdot d\psi = 0,$$

wo

$$\mathfrak{N} = N - \frac{M}{r}.$$

N und M ist die wirksame Normalkraft und das Biegungsmoment für einen Radialschnitt, die sich zu

$$N = N_0 + X_b\cdot\cos\psi,$$

$$M = M_0 + X_a + X_b\cdot r\cdot\cos\psi$$

ergeben, wo N_0 und M_0 Normalkraft und Biegungsmoment in einem Radialschnitt für das statisch bestimmte Hauptsystem ist. Z ist eine dem Trägheitsmoment analoge Querschnittsgröße und ergibt sich, wenn unter v der radiale Abstand eines Flächenelementes von der Ringachse verstanden wird, zu

$$Z = \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \frac{v^2}{r-v}\cdot dF = r^2\left(r\cdot\log\text{nat}\frac{r+\frac{a}{2}}{r-\frac{a}{2}} - a\right).$$

[1] H. Müller-Breslau: Die neueren Methoden der Festigkeitslehre, 4. Auflage, S. 245.

Digitized by Google

Die statisch unbestimmten Größen ergeben sich aus den Elastizitätsgleichungen zu:

$$X_a = \beta \cdot P \cdot r \qquad \text{und} \qquad X_b = \gamma \cdot P.$$

Die Werte β und γ sind außer von den Abmessungen des Ringes abhängig von dem Winkel α. Für den aus Blechen gebildeten Augenstab ist $\alpha = \pi/2$ einzusetzen. Für β und γ gelten dann nachstehende Beziehungen:

$$\beta = -\frac{\frac{r^2}{Z}\left(\frac{4}{\pi^2} - \frac{1}{8}\right)}{2\left(\frac{1}{F} + \frac{r^2}{Z}\right)}; \qquad \gamma = \frac{1}{12\pi}.$$

F ist die halbe Fläche des Flankenschnittes für die Stärke 1, also $F = a$.

Das Biegungsmoment im Querschnitt I—I wird

$$M_I = P \cdot r \cdot (\tfrac{1}{4} + \beta).$$

Die Größe $\mathfrak{N}$ wird für alle Radialschnitte $\psi > \pi/2$ konstant und ergibt sich zu

$$\mathfrak{N} = P(\tfrac{1}{4} - \beta).$$

Die Spannung in einem Punkte eines Radialschnittes im Abstande v von der Ringachse (v zur Ringmitte positiv gerechnet) ist dann:

$$\sigma = \frac{\mathfrak{N}}{F} \pm \frac{M \cdot v}{Z} \cdot \frac{r}{r - v}.$$

Das positive Vorzeichen gilt für positive, das negative für negative Momente.

Bei der Anwendung dieser Beziehungen auf den vorliegenden Augenstab konnte nicht berücksichtigt werden, daß die Abmessung des Stabes in der Zugachse größer war als die halbe Breite im kleinsten Querschnitt.

Unter Einführung der Abmessungen $b = 62$ cm, $a = 22$ cm und $d = 18$ cm ergibt sich $a = \frac{11}{31} \cdot b$; $F = a = \frac{11}{31} \cdot b$ und der Halbmesser der Ringachse $r = \frac{10}{31} \cdot b$ und weiter daraus

$$Z = 0{,}00459\, b^3,$$
$$\beta = -0{,}1245,$$
$$\gamma = \frac{1}{12\pi} = 0{,}0265,$$
$$M_I = 0{,}0403\, P \cdot b,$$
$$\mathfrak{N} = 0{,}375\, P.$$

Aus der Gleichung für die Spannung σ ergeben sich die Spannungen am inneren und äußeren Rande, indem man die Werte $v = \pm \frac{a}{2}$ setzt, zu

$$\sigma_i = 4{,}52 \cdot \frac{P}{b} = 4{,}52 \cdot \sigma_0 = 3{,}21 \cdot \sigma_m,$$

$$\sigma_a = 0{,}052 \cdot \frac{P}{b} = 0{,}052 \cdot \sigma_0 = 0{,}037 \cdot \sigma_m,$$

wo σ_0 die Spannung im ungestörten Teil des ungeschwächten Stabes und σ_m die mittlere Spannung im geschwächten Schnitt I—I des Auges ist.

Der Spannungsverlauf wurde aus der Spannungsformel durch Einsetzen verschiedener Werte v bestimmt und das Verhältnis der errechneten Spannung σ zu σ_m den sich aus den Messungen ergebenden Verhältnissen gegenübergestellt (Zahlentafel 16, Abb. 15). Das Verhältnis für die gemessenen Spannungen wurde unter Benutzung der aus den Spannungsflächen errechneten Werte σ_m^o und σ_m^u gebildet.

Zahlentafel 16. Verhältnisse der Spannungen zu der mittleren Spannung in den Flankenschnitten I—I.

Ordinate cm	Verhältniszahlen $\sigma : \sigma_m$			
	Meßergebnisse			Theorie Beke
	oben	unten	Mittel	
v	$\sigma^o : \sigma_m^o$	$\sigma^u : \sigma_m^u$		$\sigma : \sigma_m$
9,0	4,1	4,3	4,2	3,21
9,3	3,64	3,72	3,68	3,07
10,0	2,70	2,77	2,74	2,76
11,0	2,08	2,01	2,05	2,40
12,0	1,61	—	1,6.	2,09
13,0	1,31	(1,42)	1,3.	1,84
15,0	1,06	1,04	1,05	1,42
17,0	0,93	0,96	0,95	1,10
19,0	0,80	0,83	0,82	0,856
23,0	0,63	0,58	0,61	0,488
27,0	0,51	0,44	0,48	0,229
29,8	0,41	0,35	0,38	0,088
31	0,35	—	—	0,037

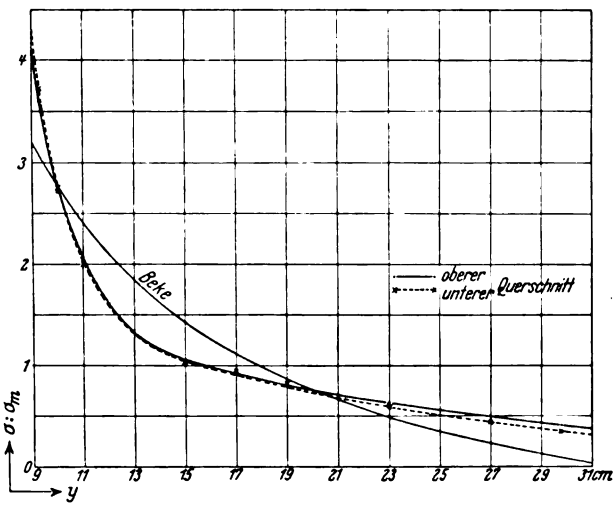


Abb. 15. Verteilung der Zugspannungen im Flankenquerschnitt nach Beke und nach den Versuchsergebnissen.

Das Schaubild läßt erkennen, daß sich am Lochrand erheblich größere Spannungen ergeben als nach der Bekeschen Rechnung. Auch am äußeren Rande liefert die Rechnung zu kleine Werte. Rühl fand am Lochrand ein Verhältnis $\sigma_{max}/\sigma_m = 2{,}87$. Das Verhältnis von Stabbreite zum Lochdurchmesser betrug 4,00, im hier untersuchten Stab 3,44. Hinsichtlich der Bolzeneinpassung lagen dort jedoch andere Bedingungen vor, da der Bolzen 0,2 mm $= {}^1/_{100}\,d$ Spiel hatte, während hier die Toleranz nur 0,1 mm $= {}^1/_{1800}\,d$ betrug. Eine Verbindung der beiden Ergebnisse nur in Beachtung der Abmessungsverhältnisse ist deshalb nicht angängig.

Eine sehr gute Übereinstimmung des gefundenen Verhältnisses σ_{max}/σ_m scheint mit der durch Ansetzen von trigonometrischen Reihen für die Verschiebungen erfolgenden Lösung von Reissner zu bestehen. Es wurde dort ein geschlossener Kreisring vom Innenradius r_i und Außenradius r_a berechnet, der innen auf den halben Umfang durch eine sich nach dem Kosinusgesetz verteilende Druckkraft und außen durch eine sich ebenfalls nach dem Kosinusgesetz über den halben

Digitized by Google

Umfang auf dem der gedrückten Leibung abgekehrten Teil der Peripherie verteilende Zugkraft belastet war. Das Verhältnis σ_{max}/σ_m ergibt sich nach den von Prof. Reissner berechneten Werten für $r_a/r_i = 2$ bzw. 4 zu 3,855 bzw. 4,701, für $r_a/r_i = \infty$ zu ∞. Das hier für das Verhältnis $b/d = r_a/r_i = 3{,}44$ bestimmte Verhältnis für σ_{max}/σ_m von 4,3 bzw. 4,1 liegt mit der größeren Verhältniszahl sehr gut in der durch die Rechnungswerte für $r_a/r_i = 2, 4, \infty$ gegebenen Kurve, der kleinere Wert liegt etwas darunter. Die an der Lochleibung festgestellten Randbedingungen, die mit den Rechnungsannahmen nicht übereinstimmen, lassen einen deutlichen Unterschied in der gemessenen und theoretisch errechneten Maximalspannung für dieses Abmessungsverhältnis nicht erkennen. Der Verlauf der durch Messung ermittelten Spannungskurve im Flankenquerschnitt weicht jedoch von der rechnerischen insofern ab, als die erstere einen viel schrofferen Spannungsabfall an den Stellen größter Spannung ergibt.

Das Ergebnis der bisher durchgeführten Untersuchung des Spannungszustandes an den Stellen stärkster Beanspruchungen, an der Peripherie im Gebiet größter Schubspannungen und in den Flankenquerschnitten im Gebiet größter Normalspannungen läßt sich nach dem Vorhergehenden dahin zusammenfassen, daß sich hinsichtlich der Schubspannungen und Normalspannungen ungünstigere Verhältnisse ergeben, als heute allgemein angenommen wird. Die aus jüngster Zeit stammende exakte Theorie von Reissner führt hinsichtlich der größten Normalspannungen im Flankenschnitt für ähnliche Abmessungsverhältnisse wie bei dem hier untersuchten Augenstab zu der Wirklichkeit entsprechenden Ergebnissen. Wie im zweiten Teil dieser Arbeit gezeigt werden wird, stehen der Feststellung über die auftretenden Spannungen, deren Verteilung und Größe vom rein statischen Standpunkt sehr ungünstig erscheint, jedoch werkstofflich, unter Voraussetzung nicht spröden Materials, weit günstigere Bedingungen gegenüber, denen der Augenstab, Lochstab, allgemein jeder Konstruktionsteil unterliegt, der infolge seiner Gestalt im elastischen Formänderungsbereich ausgeprägte Spannungsspitzen aufweist. Eine Beurteilung der Festigkeit der Konstruktion, vor allem die Herleitung einer Bemessungsvorschrift nur auf Grund der vorhandenen Spannungsverhältnisse unter Verwendung der gebräuchlichen Materialkennziffern müßte zu zu ungünstigen Ergebnissen führen.

5. Formänderungen und Spannungen im Scheitelschnitt *II—II*.

Spannungsgrößen und Spannungsverteilung sind vor allem abhängig von der Verteilung des Lochleibungsdruckes, da die senkrecht zur Zugachse wirkenden Komponenten der Lochleibungsdrücke die Spannungen in diesem Schnitt maßgebend beeinflussen. Die Vertikalkomponente des auf einen Quadranten wirkenden Druckes für 1 cm Stärke ist

$$V = \int_0^{\pi/2} p \cdot r \cdot \sin\varphi \cdot d\varphi .$$

Unter Einführung der gefundenen Gleichung für den Lochleibungsdruck

$$p = p_0[\cos\varphi + \beta(1 - \cos 4n\varphi)]$$

wird

$$V = \int_0^{\pi/2} p_0 \cdot r \cdot \sin\varphi\,[\cos\varphi + \beta(1 - \cos 4n\varphi)]$$

$$= p_0 \cdot r[\tfrac{1}{2} + \beta(1 - A_1)],$$

wo $A_1 = \int_0^{\pi/2} \sin\varphi \cdot \cos 4n\varphi \cdot d\varphi$. p_0 war ermittelt zu

$$p_0 = \frac{1}{C} \cdot \frac{P}{r \cdot \delta},$$

wo $C = \frac{\pi}{2} + \beta(2 - A)$ und $A = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\pi/2} \cos\varphi \cdot \cos 4n\varphi \cdot d\varphi$,

$$V = \frac{1}{C} \cdot \frac{P}{\delta}[\tfrac{1}{2} + \beta(1 - A_1)],$$

$$V = \frac{P}{\delta} \cdot \frac{\frac{1}{2} + \beta(1 - A_1)}{\frac{\pi}{2} + \beta(2 - A)} = \frac{C_1}{C} \cdot \frac{P}{\delta} .$$

Für $\beta = 0$, also für das einfache Kosinusgesetz ergibt sich:

$$V = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{P}{\delta} .$$

Für den Vergleich ist das Verhältnis $\frac{C_1}{C} : \frac{1}{\pi}$ bei verschiedenen Werten β und n von Bedeutung (Abb. 16).

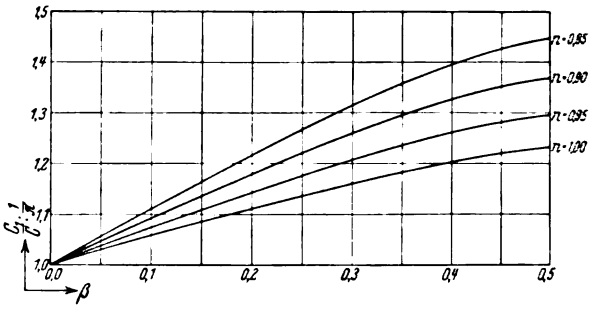


Abb. 16. Abhängigkeit der Komponenten des Lochleibungsdruckes senkrecht zur Zugachse für das Näherungsgesetz von den Beiwerten β und n.

Die Formänderungen für den Scheitelschnitt und die aus diesen ermittelte Spannungsverteilung ist aus Zahlentafel 17 und Abb. 17 ersichtlich. Die Messungen ε_α und $\varepsilon_{\alpha+\pi/2}$ ergeben den Abfall der Druckspannung $\sigma_r = \sigma_\alpha$ von der Bolzenperipherie bis zum Rande und die Verteilung der Zugspannung $\sigma_{\alpha+\pi/2}$ über den Schnitt *II—II*. Aus den Messungen in der dritten Richtung ergibt sich eine kleine Abweichung der Hauptspannungsrichtungen von den Meßrichtungen, die ohne weiteres aus kleinen Exzentrizitäten zu erklären ist. Der Symmetrieschnitt wird unmittelbar am Bolzen auf Druck beansprucht. Die Druckspannung am Auge für $x = 9{,}6$ cm beträgt 197 kg/cm². Nach dem Kurvenverlauf ist unmittelbar am Bolzen eine Druckspannung von mindestens 300 kg/cm²

Digitized by Google

Zahlentafel 17. Elastische Formänderungen und Spannungen im Symmetriequerschnitt *II—II*. $P = 134$ t; $P' = 118$ t; Bezugslänge für die Formänderungen = 20 mm.

Ordinate cm y	Formänderungen mm · 10^{-4} in Richtung 1 ε_α	2 $\varepsilon_{\alpha+\frac{\pi}{2}}$	3 $\varepsilon_{\alpha+3\frac{\pi}{4}}$	Abweichung der Meßrichtung 1 und 2 von den Hauptspannungsrichtungen $\operatorname{tg} 2\alpha$	α	Spannungen kg/cm² in den Meßrichtungen σ_α	$\sigma_{\alpha+\frac{\pi}{2}}$	τ_α $\tau_{\alpha+\frac{\pi}{2}}$	in den Hauptrichtungen σ_0	$\sigma_{\frac{\pi}{2}}$	τ_{max}
9,6	—89,8	9,8	—	—	—	—1003	—197	—	—	—	±403*
10,1	—88,8	17,0	—	—	—	— 966	—110	—	—	—	±428*
10,6	—87,6	24,7	—31,6	0	0	— 926	— 18	± 1	—926	—18	±454
11,0	—86,8	30,0	—33,4	0,086	2° 30′	— 898	46	±40	—900	48	±474
13,0	—72,6	39,2	—20,6	0,070	2° 00′	— 703	203	±32	—704	204	±454
15,0	—61,0	39,5	—14,2	0,069	2° 00′	— 568	246	±28	—569	247	±408
17,0	—50,1	39,5	— 7,7	0,054	1° 30′	— 442	284	±19	—443	285	±364
21,0	—36,0	34,8	— 1,3	0,020	0° 30′	— 296	278	± 6	—296	278	±287
25,0	—26,0	30,5	—	↓	↓	— 195	273		↓	↓	↓
31,0	—15,0	26,3	—			— 82	252	↓			
38,0	—	38,5	—	0	0	0	405	0	0	405	±203

aufgetreten. Die Druckspannungen gehen sehr bald in Zugspannungen über. Über eine verhältnismäßig lange Strecke ergibt sich eine ziemlich gleichmäßige Zugbeanspruchung. Nahe dem Rande wachsen diese Spannungen stark an, halten sich aber in solchen Grenzen, daß eine Gefährdung des Kopfes auch in Berücksichtigung der in dieser Richtung allgemein ungünstigeren Materialverhältnisse nicht vorliegt.

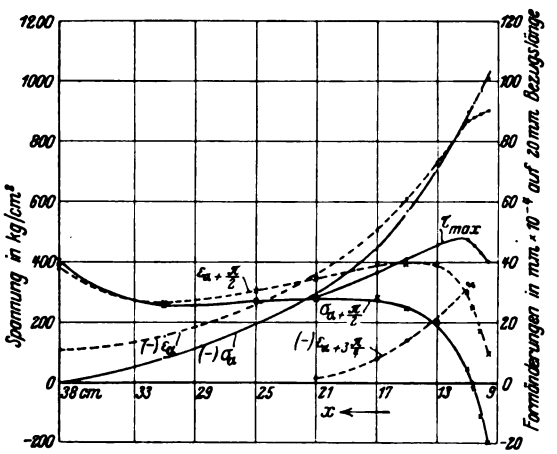


Abb. 17. Formänderungen und Spannungen im Scheitelschnitt.

Die festgestellte Spannungskurve $\sigma_{\alpha+\pi/2}$ bestätigt die Ergebnisse der Lochleibungsmessungen. Ein Vergleich mit den Rühlschen Meßergebnissen ergibt eine starke Abhängigkeit der Spannungsverhältnisse in dieser Schnittrichtung von den Druckverhältnissen an der Lochleibung.

Zur Durchführung einer Vergleichsrechnung mit den an der Leibung festgestellten Spannungen wird wieder ein Schnitt nach Abb. 12 geführt. Die Lochleibung wird durch einen Viertelkreis mit dem Radius $r = 9{,}0 + 1{,}6$ bzw. $9{,}0 + 2{,}0$ cm ersetzt, an der die Druck- und Schubkräfte nach Zahlentafel 8 und 9 angreifen. Die Summe der senkrecht zur Zugachse wirkenden Kräfte muß Null werden. Die sehr kleinen Schubkräfte im Flankenschnitt (Zahlentafel 11, Spannungen τ_α) wurden bei dieser Rechnung vernachlässigt. Die Gleichgewichtsforderung lautet:

$$\sum_{\varphi=0}^{\varphi=90} r \cdot \Delta\varphi (p \cdot \sin\varphi - \tau \cdot \cos\varphi) = \sum_{x=r}^{x=38} \sigma_{\alpha+\frac{\pi}{2}} \cdot \Delta x .$$

Für $r = 10{,}6$ cm ergibt sich nach Zahlentafel 8 und 17

$$8600 - 800\ (=)\ 7550\ [\text{kg}],$$
$$7800\ (=)\ 7550\ [\text{kg}].$$

Für $r = 11{,}0$ cm ergibt sich nach Zahlentafel 9 und 17

$$7800 - 500\ (=)\ 7540\ [\text{kg}],$$
$$7300\ (=)\ 7540\ [\text{kg}].$$

Es ergeben sich danach keine Widersprüche zwischen den an der Lochleibung gemachten Feststellungen und den Meßergebnissen im Symmetrieschnitt.

6. Die Spannungsverteilung über das Blech.

Die bisher behandelten Untersuchungen befaßten sich vornehmlich mit den für den Konstrukteur wichtigen Spannungsverhältnissen in den gefährdeten Blechteilen. Darüber hinaus wurden auch die Spannungsverhältnisse im Blech in größerem Abstande von der Lochleibung untersucht. An dieser Stelle können nur die hauptsächlichsten Ergebnisse mitgeteilt werden.

Der Feststellung des Formänderungs- und Spannungsverlaufes boten sich durch die vorhandenen Nieten erhebliche Schwierigkeiten. Verwendet wurden bei der Auswertung nur die Formänderungswerte der Punkte, die in größerem Abstande von den Nieten lagen. Für die Ausmittelung eines Dehnungszwischenwertes einer Richtung für einen Punkt x, y in Nietnähe oder direkt am Niet standen zwei Kurven zur Verfügung und zwar die Kurve der in benachbarten Punkten gleicher Ordinate x gemessenen Formänderungen dieser Meßrichtung, aufgetragen über der durch die Ordinate x gegebenen Parallelen zur y-Achse und entsprechend die Kurve der Formänderungen für benachbarte Punkte gleicher Ordinate y, aufgetragen über der parallel zur x-Achse verlaufenden Meßlinie. Diese Ausmittelung konnte auf

* Für $x = 9{,}6$ und $10{,}1$ cm $\tau_{max} = \frac{1}{2}\left(\sigma_\alpha - \sigma_{\alpha+\frac{\pi}{2}}\right)$.

Digitized by Google

Grund der für jeden Punkt zur Verfügung stehenden zwei Kurven ziemlich genau durchgeführt werden.

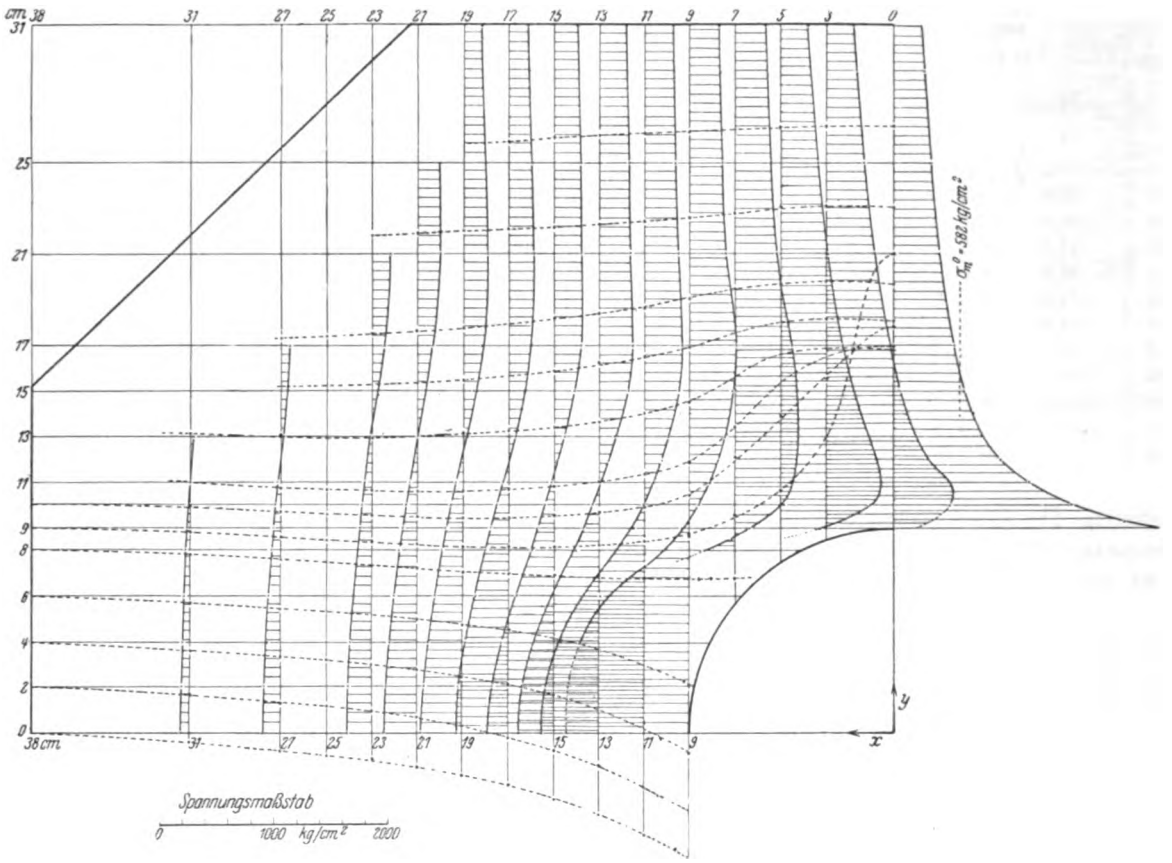


Abb. 18. Normalspannungen σ_α. $P = 134$ t; $P' = 118$ t.

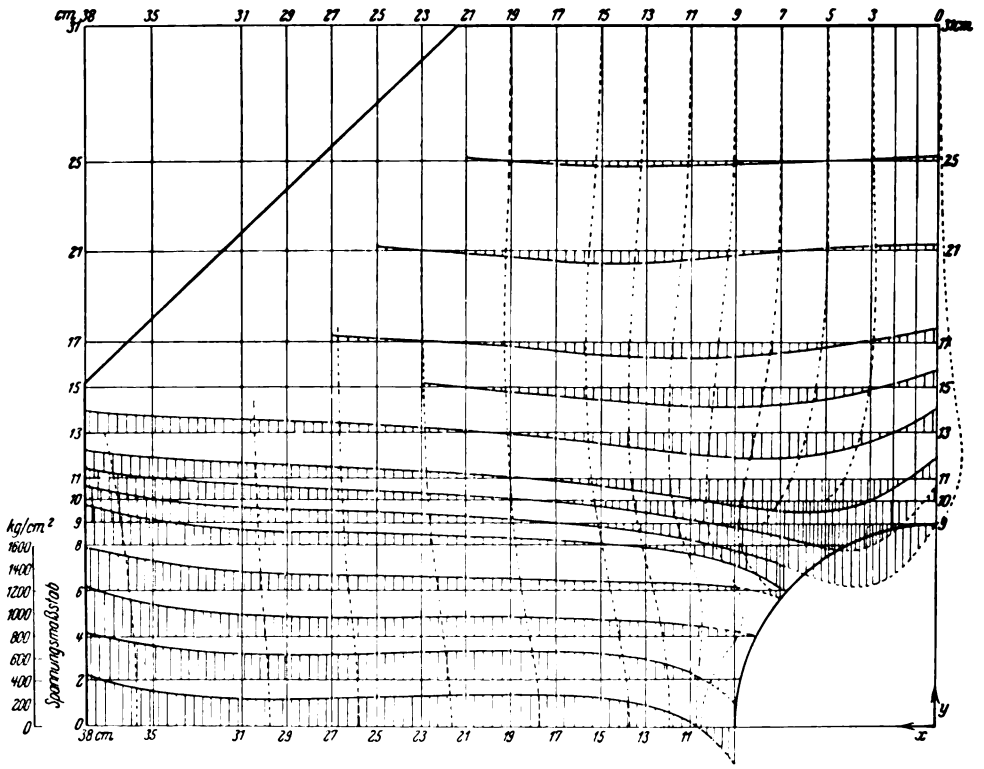


Abb. 19. Normalspannungen $\sigma_{\alpha+\pi/2}$. $P = 134$ t; $P' = 118$ t.

Abb. 18 und 19 zeigen die Beanspruchungen des Bleches durch die Spannungen σ_α und $\sigma_{\alpha+\pi/2}$. Die Spannungskurven über den Schnitten, in denen die Spannungen als Normalspannungen wirken, sind voll ausgezogen. Die gestrichelten Kurven zeigen den Verlauf derselben Spannungen senkrecht zu den Schnittrichtungen. In den Schaubildern sind nicht nur die direkt für die Meßpunkte ermittelten Spannungen, sondern

Digitized by Google

auch die Spannungen in den Punkten eingetragen, in denen sich die Formänderungen durch Ausmittelung einwandfrei festlegen ließen. In Nähe der Lochleibung sind die in der x- und y-Richtung wirkenden Spannungen aus den hier im polaren Koordinatensystem ausgeführten Messungen und den hieraus festgestellten Spannungszuständen berechnet worden. Die für die Schnitte $x = 11$, 13, 15, 17 und 19 cm für die Spannungen σ_x durchgeführten Gleichgewichtsrechnungen führten zu sehr befriedigender Übereinstimmung der positiven und negativen Spannungsfläche. Dagegen ergab sich aus den Kontrollrechnungen für die Spannungen in $\sigma_{\alpha+\pi/2}$ in den Schnittrichtungen y in den Ordinaten 9, 10, 11 und 13 cm, daß der Druckteil der Spannungsflächen zu groß ist gegenüber dem Zugteil. Die festgestellte Überlastung macht sich hier störend bemerkbar.

Abb. 20 gibt die aus den Messungen errechneten Hauptspannungsrichtungen für die einzelnen Punkte wieder, nach denen der Verlauf der Kraftlinien näherungsweise eingetragen werden konnte. Infolge der Reibung zwischen Bolzen und Lochleibung, die aus der festgestellten Abweichung der Hauptrichtungen von den Radien (Zahlentafel 8 und 9) für sehr nahe der Leibung liegende Punkte hervorgeht, verlaufen die Maximalkraftlinien am Loch nicht genau konzentrisch zur Peripherie und die Minimallinien unter kleinen Winkeln zu den Radien.

Mit Hilfe der festgestellten Spannungen konnten auch die Radial- und Tangentialspannungen für die von der Peripherie weiter entfernt liegenden Punkte durch Rechnung bestimmt werden. Diese stimmen in Nähe der Peripherie mit den Minimal- und Maximalspannungen fast genau überein, da die Radien und ihre Normalen nur wenig von den Hauptspannungsrichtungen abweichen. In größerem Abstand vom Loch ergeben sich größere Unterschiede.

Besonders anschaulich wird der Spannungsverlauf durch Konstruktion der Spannungskörper für die Radial- und Tangentialspannungen, die in Abb. 21 und 22 in schiefer Parallelprojektion dargestellt sind. Die Spannungen sind über einer Grundebene für mehrere Punkte der Radien aufgetragen. Die sich für jeden Radius ergebende Kurve bildet die Durchdringungslinie der auf der Grundebene senkrecht stehenden Radialebenen mit der Oberfläche des Spannungskörpers. Die Durchdringungslinien der auf der Grundebene errichteten, zum Leibungszylinder konzentrischen Kreiszylinder bilden eine zweite Schar räumlicher Kurven.

Aus der Darstellung des Spannungskörpers für die Radialspannungen gehen die Druckverhältnisse an der Lochleibung besonders deutlich hervor. (Der gezeichnete Körper gibt die Verhältnisse σ_r an der Lochleibung zu ungünstig wieder, da hierfür auch die Spannungswerte σ_r für den Peripherieabstand $a = 6$ mm verwendet worden sind.) Die festgestellte Druckverteilung wirkt sich auch in größerem Abstande von der Leibung deutlich aus.

Der Spannungskörper für die Tangentialspannungen veranschaulicht das Anwachsen dieser Spannungen zu den Spannungsgrößtwerten im Flankenschnitt I—I. An der Leibung ergeben sich in Nähe der x-Achse negative Tangentialspannungen, also radiale und tangentiale Druckspannungen. Dieses Gebiet ist ein Gebiet allseitigen Druckes in der Blechebene. Die Begrenzungslinie des Kerngebietes, die sich im Spannungskörper als Schnittlinie der Oberfläche mit der Grundebene (punktiert gezeichnet) ergibt, trifft die Peripherie etwa bei $\varphi = 24°$ und die x-Achse bei $x = 10{,}7$ cm. Das Kerngebiet erstreckt sich in Richtung der x-Achse für den Fall des voll ausgefüllten Loches also nur auf ein verhältnismäßig kleines Gebiet, etwa $^1/_{10}\,d$. Die Größe des Kerngebietes ist stark abhängig von der Verteilung des Lochleibungsdruckes, da die Spannungen $\sigma_{\alpha+\pi/2}$ nach den Rühlschen Feststellungen bei nicht voll ausgefülltem Loch auf größere Entfernung vom Loch negativ bleiben. Die von Wyss[1] für die Rühlschen Messungen näherungsweise bestimmte Kernfigur erstreckt sich in Richtung der x-Achse bis etwa $^1/_3\,d$ von der Peripherie gerechnet, die Schnittpunkte der Kernbegrenzungslinie mit der Peripherie liegen etwa bei demselben Winkel wie bei der hier ermittelten Kernfigur.

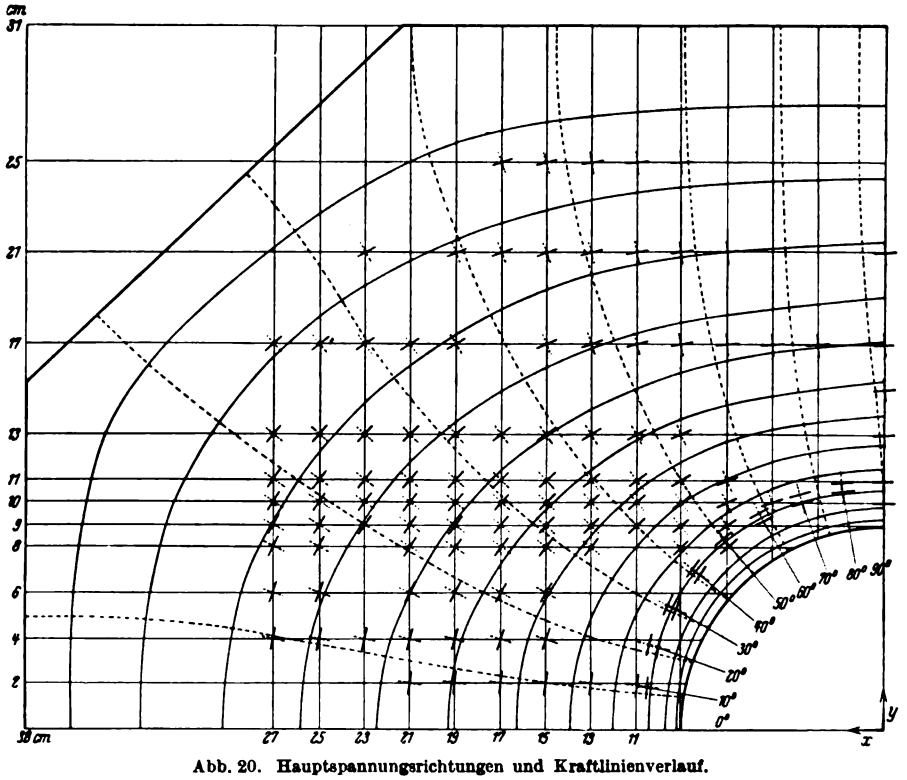


Abb. 20. Hauptspannungsrichtungen und Kraftlinienverlauf.

[1] Dr.-Ing. Th. Wyss: Die Kraftfelder in festen, elastischen Körpern. Berlin 1926, S. 272.

Digitized by Google

II. Formänderungen und Spannungen im Bereich plastischer Formänderungen.

1. Die Versuchsausführung bei höheren Lasten.

Am wichtigsten erschien die Klärung der Spannungsverteilung im Flankenschnitt *I—I* bei Überschreitung der Proportionalitäts-, Elastizitäts- und Streckgrenze des Materials in Nähe des Loches. Außerdem verdiente die Änderung der Druckverteilung an der Leibung Beachtung, weil die sich mit Rücksicht auf die festgestellte Druckverteilung ergebenden großen Schubspannungen die Festigkeit der Konstruktion maßgebend beeinflussen können. Die Spannungsverhältnisse wurden näher untersucht für die Lasten $P = 191$, 292 und 368 t, entsprechend einer rechnungsmäßigen mittleren Spannung im Flankenschnitt von 870, 1330 und 1670 kg/cm². Bei der ersten Belastung auf diese Lasten befanden sich die Meßapparate an den Stellen größter Beanspruchungen, so daß der Einfluß plastischer Verformungen verfolgt werden konnte. Außerdem mußten in den Flankenradien bei der ersten Laststeigerung auch Messungen in solchen Punkten gemacht werden, in denen zwar nur elastische Formänderungen zu erwarten

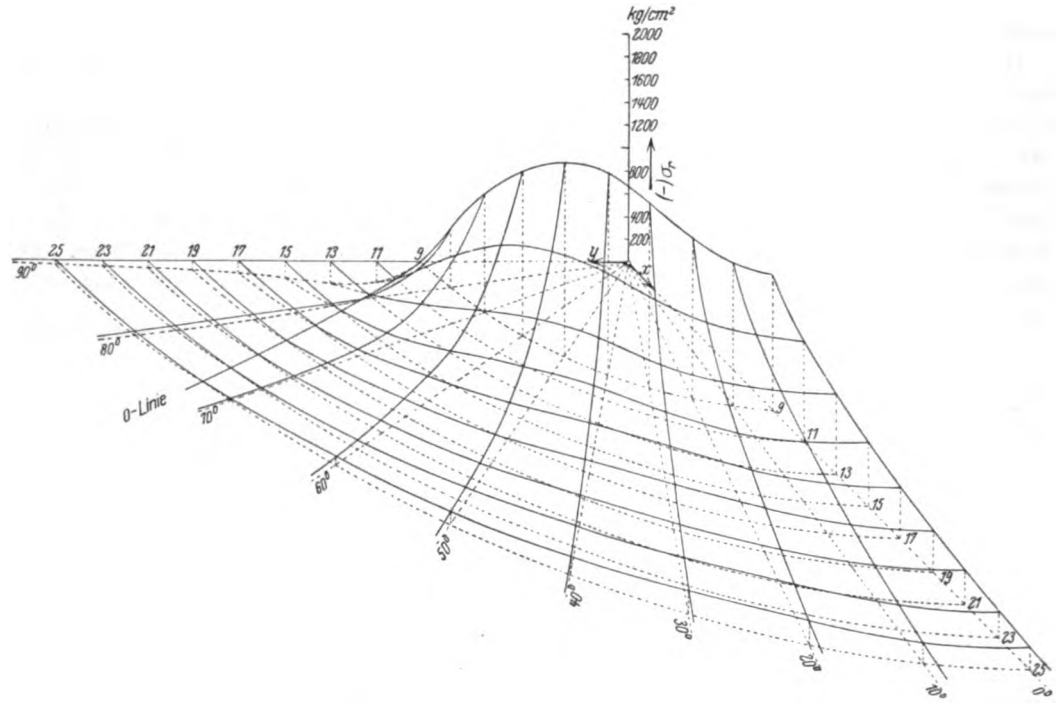


Abb. 21. Körper für die Radialspannungen σ_r. $P = 134$ t; $P' = 118$ t.

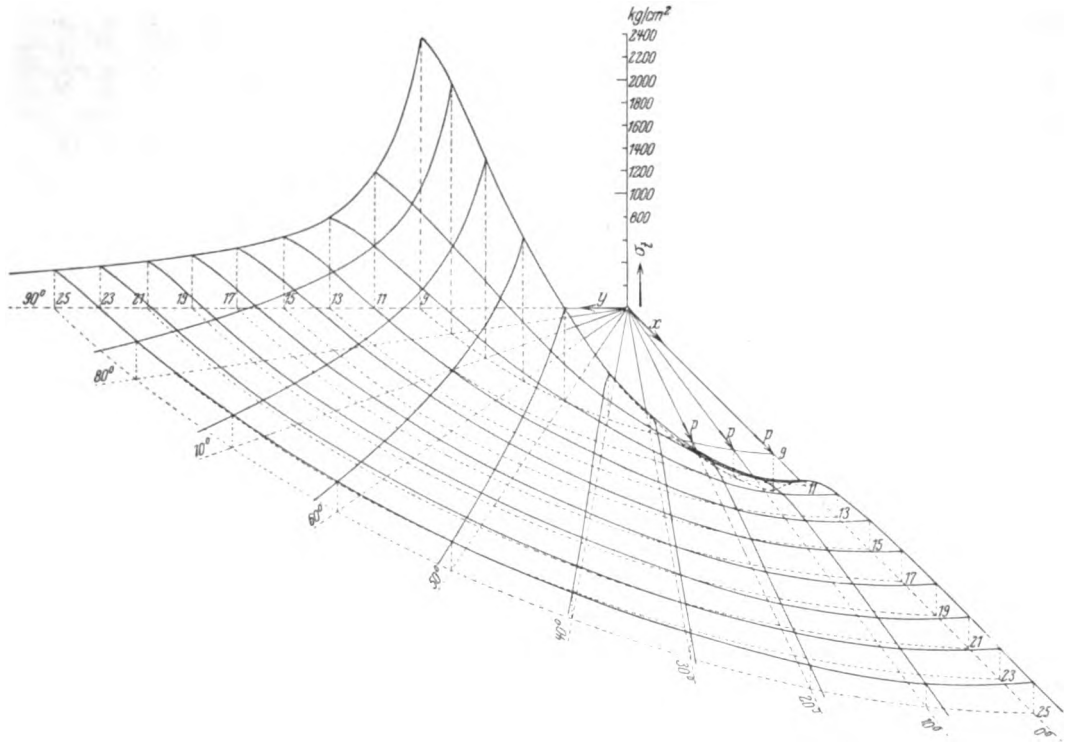


Abb. 22. Körper für die Tangentialspannungen σ_t. $P = 134$ t; $P' = 118$ t.

Digitized by Google

waren, in denen aber bei eintretender plastischer Verformung an den Lochrändern, bei Entlastungen Restzugspannungen infolge des sich einstellenden inneren Spannungszustandes auftreten können.

Die Spannungsverhältnisse von 292 t aufwärts sind nach einer kleinen Überbelastung um 10 t, für die die Gesamtformänderungen, plastischen und rückgängigen Formänderungen bei der ersten Belastung festgestellt wurden, ermittelt worden, da bei wiederholten Belastungen an der Lochleibung ständig weitere kleine plastische Verdrückungen eintraten. Durch die kleine Überbelastung wurde ein konstanter Zustand für die etwas kleinere Last, für die der Formänderungs- oder Spannungszustand festgestellt werden sollte, erreicht. Die in mehreren Versuchsgängen ausgeführten Messungen sind also zusammengehörig und gemeinsam zu verwerten, während ein Fortgang der plastischen Verformungen an der Lochleibung auch allmähliche Änderungen im Spannungszustand des Flankenschnittes hervorrufen würde. Diese bewegen sich entsprechend den kleinen zusätzlichen Verformungen nur in mäßigen Grenzen, sind aber für die Auswertung sehr störend. Die Art der Versuchsdurchführung ist aus den Zahlentafeln 18 und 19 ersichtlich. Der für 292 t und 368 t nach der Vorbelastung auf 302 bzw. 378 t festgestellte Formänderungs- oder Spannungszustand kann von dem für diese Lasten bei der ersten Belastung ohne Vorbelastung maßgebenden etwas abweichen. Für die Stellen großer Zugspannungen sind in den Zahlentafeln zum Vergleich die Werte ohne Vorbelastung und nach der Vorbelastung angegeben. Schon in einem Abstande von 20 mm von der Peripherie konnte hier keine deutliche Änderung der Gesamtformänderung und der rückgängigen Formänderung nach der ersten Belastung auf 368 t und für die gleiche Belastung nach oftmaliger Belastung auf 378 t festgestellt werden.

Über den Begriff des Spannungszustandes ist an dieser Stelle eine allgemeine Bemerkung am Platz. Im Bereich rein elastischer Formänderungen ist dieser Begriff eindeutig. Der durch die Belastung hervorgerufene Spannungszustand wird bei der Entlastung wieder voll-

Zahlentafel 18. Gesamtformänderungen im Flankenschnitt *I—I* (oberer Teil) an der Peripherie. Meßstelle 9,3; 0; 1. Bezugslänge für die Formänderungen = 20 mm.

Belastung P^t	Zahl der der Entlastung vorhergegangenen Belastungen	Gesamtdehnung mm · 10⁻⁴
15,9	Anfangslast	
75,4		106
15,9		0
75,4		106
134		194
15,9		0
134		194
Nach Ausführung der Messungen bei 134 t (Apparat neu angesetzt)		
134		198
15,9		0
134		197
162		243
15,9		0
162		243
191		293
15,9		0
191		293
15,9		0
Nach Ausführung der Messungen bei 191 t (Apparat neu angesetzt)		
191		299
15,9		0
191		297
220		344
15,9		0
220		345
239		377
15,9		0
249		404
15,9	1	6[1]
249		409
15,9	2	9
15,9	12	13
15,9	32	18
249		422
15,9	33	18
261		456
15,9		26
261		461
271		494
15,9		42
271		496
281		530
292		587
15,9		91
292		589
302		627
15,9	1	115
302		632
15,9	2	119
302		639
15,9	3	124
15,9	4	128
15,9	14	139
15,9	24	142
15,9	34	146
Nach Ausführung der Messungen bei 292 t (Apparat neu angesetzt)		
302		679
15,9	35	148
324		736
15,9		179
324		744
347		861
15,9		251
347		878
368		984
15,9		307
378		1100
15,9	1	362
15,9	13	452[2]
15,9	23	488
378		1265
15,9	24	498
378		1281
15,9	25	505
378		1295
15,9	26	514
378		1305
15,9	27	521
15,9	33	541
Nach Ausführung der Messungen bei 368 t (Apparat neu angesetzt)		
413		(14..)
15,9		59.
413	langsames Strecken	

[1] 0,003%. [2] >0,2%.

Digitized by Google

Zahlentafel 19. Rückgängige Formänderungen im Flankenschnitt *I—I* (oberer Teil) an der Peripherie. Meßstelle 9,3; 0; 1. Bezugslänge für die Formänderungen = 20 mm.

Belastung P	Belastung $P' = P - P_0$	Vorbelastung	Formänderungen in mm · 10⁻⁴ ε Ordinate y in cm									Durchschnittliche Formänderung für 1 t Last in mm · 10⁻⁴ $\varepsilon : P'$ Ordinate y in cm								
t			9,3	10	11	12	13	15	17	19	23	27	29,8	9,3	10	11	12	13	15	17	19	23	27	29,8
134	118	Keine	194	145	111	85,0	66,3	54,7	48,5	42,0	33,7	27,0	21,9	1,64	1,23	0,944	0,720	0,562	0,464	0,411	0,356	0,286	0,229	0,186
			198											1,68										
191	175	Keine	293	226	168	130	100	78,9	69,0	61,9	50,2	39,5	32,0	1,67	1,29	0,960	0,743	0,571	0,451	0,394	0,354	0,287	0,226	0,183
239	223	Keine	377											1,69										
249	233	Keine	398											(1,71)										
292	276	Keine	496		272	199*	152*	120	110*	102*	79,7*	64,7*	51,0*											
		2×302	496																					
		34×302	501	370	272	199	152	120	110	102	79,7	64,7	51,0	(1,34)		0,985	0,721	0,551	0,435	0,399	0,369	0,289	0,234	0,185
302	286	Keine	512		341	254*		156		127*	104*	81*				0,969	0,721		0,443		0,361	0,295	0,230	
368	352	Keine	677																					
		2×378	728																					
		24×378	762																					
		25×378	761																					
		26×378	759																					
		33×378	762	496	343	254		156		127	104	81			(1,41)	0,974	0,721		0,443		0,361	0,295	0,230	
378	362	Keine	738																					

Dehnungslinie weicht von der Geraden ab, in geringerem Maße auch bei $y = 10$

* Diese Werte sind erst nach der Vorbelastung von 34 mal auf 302 t bzw. 33 mal auf 378 t bestimmt, konnten aber als unbeeinflußt durch die Vorbelastung angenommen werden, da bei 368 t bei $y = 11$ und 15 cm der Einfluß der Vorbelastungen außerordentlich klein festgestellt wurde. Bleibende Verformungen sind hier bis 292 t überhaupt nicht, bei 368 t nur bei $y = 11$ cm in der Größe von 16 mm · 10^{-4} = 0,008% beobachtet worden. Die rückgängigen Werte entsprechen für $y \geqq 11$ cm fast genau den Gesamtdehnungen bei der ersten Belastung.

ständig beseitigt. Bei Eintritt plastischer Verformungen bleiben bei der Entlastung innere Spannungen zurück. Der aus rückgängigen Formänderungen ermittelte Spannungszustand entspricht dem Unterschied des bei der Belastung und bei der Entlastung eintretenden Spannungszustandes. Solange die Verformungen sich in kleinen Grenzen bewegen und diese sich verhältnismäßig gleichmäßig über ein größeres Gebiet verteilen, gibt der aus rückgängigen Formänderungen ermittelte Spannungszustand auch den Spannungszustand bei der Last gegenüber dem Ursprungszustand bei vollkommen unverformtem Material ziemlich genau wieder. Bei großen plastischen Verformungen oder bei örtlich sehr begrenzter plastischer Verformung weicht der Spannungszustand für die Belastung gegenüber dem Ursprungszustand von dem aus den Formänderungsunterschieden zwischen Be- und Entlastung festgestellten Spannungszustand mehr oder weniger ab. Ausführlicher wird hierauf noch zurückzukommen sein.

2. Formänderungen und Spannungen im Flankenschnitt *I—I*. Erhöhung der Festigkeitswerte durch Behinderung der plastischen Verformung.

Zahlentafel 18 und Abb. 23 enthält die Gesamtformänderungen und die bei der Entlastung festgestellten Restwerte für die der Peripherie nächstgelegene und in der Hauptzugrichtung ausgeführte Messung bei $y = 9{,}3$ cm.

a) Erhöhung der Elastizitätsgrenze. Bis zu 239 t sind bei $y = 9{,}3$ cm keine bleibenden Verformungen eingetreten, das Lastdehnungsdiagramm bis zu dieser Last ist in allen Meßstellen des Flankenquerschnitts eine Gerade (Abb. 24). Bei 249 t beträgt die bleibende Dehnung 0,003%. An den gleichzeitig ausgeführten Messungen bei $y = 11$ cm und $y = 15$ cm sind auch bei der höheren Last von 292 t bei Entlastung nach der ersten Laststeigerung keine Restwerte beobachtet worden, die als plastische Verformung oder als zurückbleibende elastische Verformung infolge innerer Spannungen aufzufassen wären. Die Gesamtdehnungen entsprechen hier genau den in Zahlentafel 19 angegebenen rückgängigen Werten. Diese Feststellung ist für die Spannungsauswertung besonders wichtig. Bis 239 t kann deshalb die Spannung direkt aus der Dehnung berechnet werden. (Einige grundsätzliche Bemerkungen hierüber werden weiter unten gemacht werden.) Sie ergibt sich für $P' = P - P_0 = 223$ t zu 3960 kg/cm², für die Last $P = 239$ t durch

Digitized by Google

Berücksichtigung der Spannung für P_0 zu 4240 kg/cm². (Die bei dieser Last schon festgestellte sehr kleine Druckspannung senkrecht zur Zugspannung beeinflußt das Ergebnis ganz unwesentlich, so daß hier auf eine Berechnung der Zugspannung aus den beiden Formänderungen in Meßrichtung 1 und 2 verzichtet werden kann.) Bei 249 t würde sich die Spannung bei Berechnung aus dem rückgängigen Wert für die Last P' ein klein wenig zu groß ergeben (4180 kg/cm²). Es machen sich hier schon wie bei den größeren Lasten deutlicher hervortretende und noch zu erläuternde Erscheinungen bemerkbar, die eine direkte Berechnung der Spannung aus der rückgängigen Dehnung nicht mehr gestatten. Bei der sehr geringen bleibenden Verformung ist mit einer Änderung des vorher für kleinere Lasten ermittelten Spannungsgesetzes nicht zu rechnen, wie dies auch aus dem geradlinigen Anstieg der rein elastischen Dehnungen in den anderen Punkten hervorgeht.

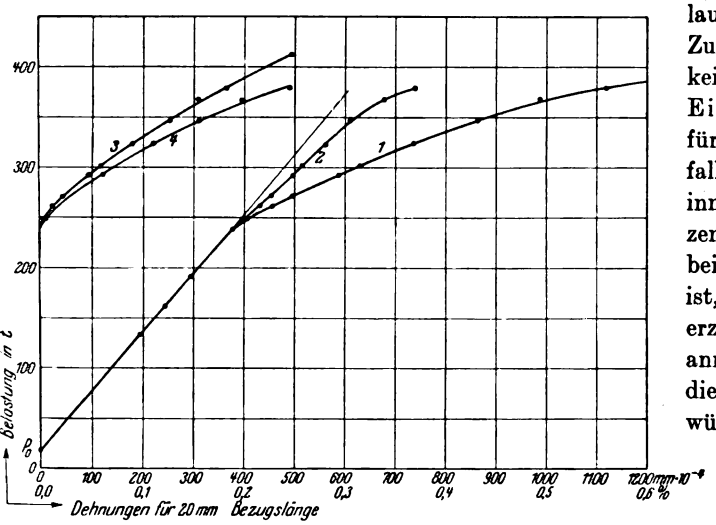


Abb. 23. Formänderungen in Richtung der Zugkraft für den 3 mm von der Peripherie entfernten Meßpunkt des Flankenradius.

1 Gesamtdehnung. *2* Rückgängige Dehnung. *3* Restwerte bei der Entlastung. *4* Plastische Verformung (näherungsweise). Aufgetragen sind die bei der ersten Be- bzw. Entlastung festgestellten Werte.

Die Spannung ergibt sich nach diesen Erwägungen für P' zu 4100 kg/cm² und für die Last $P = 249$ t zu 4400 kg/cm² Die Elastizitätsgrenze für die Beibleche betrug nach Zahlentafel 5 in der Walzrichtung $\sigma_{0,003} = 1630$ kg/cm². Das Verhältnis der Spannungen für die Elastizitätsgrenze in der Konstruktion und im Materialstab ergibt sich zu 2,7.

Eiselin, der diese auffälligen Erscheinungen nach Kenntnis des Verfassers erstmalig an einfach gelochten Zugstäben eingehend untersucht hat, ermittelte das Verhältnis der Proportionalitätsgrenze des von ihm untersuchten Lochstabes und des Materialstabes zu 2,4 und sprach schon die Vermutung aus, daß bei Nietlöchern und ähnlichen spannungsgestörten Teilen, bei denen der Spannungsabfall sich allseitig noch viel schneller vollzieht als beim Lochstab, dieses Verhältnis wahrscheinlich noch größer wird. Die Ermittlung des Verhältnisses der Proportionalitätsgrenzspannungen kann nicht so genau vorgenommen werden, da es schwierig ist, die Last genau festzulegen, bei der in der Konstruktion die Proportionalitätsgrenze überschritten worden ist. Wird die Last 239 t, bei der noch keine bleibenden Verformungen festgestellt werden konnten, hierfür zugrunde gelegt, so ergibt sich das Verhältnis zu 3,2.

Für das Fehlen plastischer Verformungen bei den den Dehnungen entsprechenden außerordentlich großen Spannungen kann auf Grund der heutigen Anschauungen über den Eintritt der Plastizität keine Erklärung gegeben werden. Die Eiselinschen Feststellungen, die mit den hier durchgeführten übereinstimmen, widersprechen den bestehenden Anschauungen über den Fließeintritt. Bei der großen Bedeutung dieser Frage mußte geprüft werden, ob diese reine Elastizität bis zu sehr großen Spannungen nicht auf eine durch Kaltreckung hervorgerufene Verfestigung zurückzuführen war oder ob es sich hier nur um eine scheinbar reine Elastizität handelte.

Eine Kaltreckung durch zu kaltes Walzen der Bleche kommt nicht in Frage, da der Spannungsdehnungsverlauf für die an den Enden der Augenbleche entnommenen Zugstäbe und die in Zahlentafel 5 angegebenen Festigkeitswerte gegen eine solche Annahme sprechen. Für die Eiselinschen Lochstäbe ist nach den Festigkeitswerten für die einfachen Zugversuche eine solche Annahme ebenfalls unberechtigt. Auch eine Kaltverformung am inneren Lochrand durch zu scharfes Einpassen des Bolzens, die bei der großen Sorgfalt bei der Herstellung und bei dem Einziehen des Bolzens an sich unwahrscheinlich ist, kann nicht erfolgt sein, da bei dem in diesem Fall erzeugten polarsymmetrischen Spannungszustand eine annähernd polarsymmetrische Reckung erfolgen müßte, die eine Verfestigung des ganzen inneren Randes bewirken würde. Daß eine solche nicht erfolgt ist, beweist der bei verhältnismäßig geringen Spannungen erfolgte und früher besprochene Beginn der plastischen Verformung an der gedrückten Leibung. Bei den Eiselinschen Lochstäben kommt eine solche Ursache überhaupt nicht in Betracht.

Um eine nur scheinbare Elastizität kann es sich handeln, wenn die eintretenden plastischen Verformungen bei der Entlastung durch entgegengesetzt wirkende Druckspannungen wieder rückgängig gemacht werden. Tatsächlich treten bei Spannungszuständen, wie sie hier in den Flanken auftreten, bei örtlicher plastischer Verformung am Lochrand bei der Entlastung Druckspannungen auf, worauf noch näher einzugehen sein wird. Es ist nun einmal von vornherein unwahrscheinlich, daß diese Spannungen gerade so groß sind, daß die durch sie hervorgerufenen Formänderungen genau gleich, aber entgegengesetzt der plastischen Verformung sind. Andererseits müßten solchen Restdruckspannungen, die die plastische Verformung vollkommen rückgängig machen, in einiger Entfernung von der Peripherie Restzugspannungen und entsprechend Restdehnungen zur Erfüllung der Gleichgewichtsbedingungen gegenüberstehen. Bei den gleichzeitig ausgeführten Messungen $y = 11$ und 15 cm erhalten wir in dem fraglichen Lastbereich aber auch vollkommenen Dehnungsrückgang. Die zur Verfügung stehenden Kriterien sprechen also gegen die Annahme, daß es sich um eine durch Vorbeanspruchung erzeugte Hebung der Elastizitätsgrenze oder um eine nur scheinbare Elastizität handelt.

Digitized by Google

Die genaue zahlenmäßige Angabe des Verhältnisses der Elastizitäts- oder Proportionalitätsgrenze in der Konstruktion und des Zugstabes erscheint an sich für diesen speziellen Fall weniger bedeutungsvoll. Allgemein aber scheint aus diesen Feststellungen hervorzugehen, daß bei Vorhandensein bestimmter statisch ungünstiger Spannungsgesetze, die an bestimmte Konstruktionsformen gebunden sind, werkstofflich Verhältnisse eintreten, die, im Widerspruch zu den heutigen Anschauungen über die Fließ- und Bruchgefahr stehend, allgemein bei nicht sprödem Material eine günstigere Beurteilung der Festigkeit derartiger Konstruktionsteile zulassen, als nach den Feststellungen in statischer Hinsicht zu erwarten wäre. Da im Flankenquerschnitt an der Peripherie außer der sehr großen tangentialen Zugspannung für den in Frage kommenden Lastbereich nach Abb. 25a und b eine senkrecht dazu wirkende, radiale Normaldruckspannung auftritt, wäre nach den verschiedenen, für den ebenen Spannungszustand vertretenen Anschauungen über die Fließgefahr der Eintritt des Fließens zu erwarten bei einer Tangentialspannung $\sigma < \sigma_S$ (Streckgrenze) und in Anbetracht der im Verhältnis sehr kleinen Druckspannung bei einer Tangentialspannung $\sigma \sim \sigma_S$. Die Versuchsergebnisse stehen im Widerspruch hierzu. Für ähnliche Verhältnisse wie im vorliegenden scheint deshalb allgemein die Annahme nicht begründet, daß schon bei Erreichen der im einfachen Zugversuch ermittelten Elastizitäts- oder Streckgrenze des Materials plastische Verformungen oder Fließen und damit ein allmähliches Abwandern der Spannungen eintritt, da diese am Materialstab festgestellten Werte an Stellen starker Spannungsspitzen gar nicht in Erscheinung treten. Die eventuell bei größeren plastischen Verformungen eintretende Spannungsabwanderung erscheint bei Fällen wie dem vorliegenden von geringerer praktischer Bedeutung, da größere plastische Verformungen, die diese Erscheinungen herbeiführen könnten, erst bei Spannungen eintreten, die bei normaler Bemessung von Augenstäben nicht erreicht werden.

Zur allgemeinen Wertung dieses Ergebnisses für Bolzen-, Schrauben-, Nietverbindungen und dergleichen muß darauf hingewiesen werden, daß die allgemeine Definition der Elastizitätsgrenze mit einem gewissen, wenn auch kleinen Grad plastischer Verformung rechnet. Die plastischen Verformungen treten in derartigen Konstruktionen zuerst rein örtlich an den Lochrändern auf, so daß bei vollkommenen Entlastungen an den verformten Teilen, die den vollkommenen Formänderungsrückgang auch in den rein elastisch verformten Teilen verhindern, Spannungen entgegengesetzter Richtung auftreten, die die allmähliche Zerrüttung des Materials begünstigen können. Bei geringen plastischen Formänderungen wird man mit einer Spannungswechselwirkung nur bei vollkommenen Entlastungen zu rechnen brauchen. Bei Niet- und Schraubenverbindungen kommen derartige Entlastungen vor, ebenso bei rotierenden Scheiben, bei denen ähnliche Spannungsverhältnisse vorliegen. Bei Augenstäben dagegen ist in Anbetracht ihrer Anwendung im Brückenbau mit verhältnismäßig hohen Grundspannungen zu rechnen, so daß die ungünstige Wechselwirkung bei kleineren, plastischen Verformungen nicht eintreten kann. Deshalb kann für diese angenommen werden, daß mindestens die Last, bei der im Flankenschnitt die Elastizitätsgrenze ($\sigma_{0,003}$) erreicht wird, beliebig oft in diesem ertragen werden kann. Die zu 4400 kg/cm² bei $y = 9{,}3$ cm als Elastizitätsgrenze ermittelte Spannung kann deshalb als nutzbare Maximalspannung im Flankenquerschnitt betrachtet werden. Die Last, bei der diese Spannung unmittelbar an der Peripherie ($y = 9{,}0$ cm) erreicht worden ist, ergibt sich nach dem aus Zahlentafel 16 entnommenen Verhältnis von Maximalspannung zur mittleren Spannung bei idealer Kraftverteilung zu

$$P_E = \frac{4400}{4{,}2} \cdot 44 \cdot 5 = 230\,\text{t}.$$

Die nutzbare mittlere Spannung bei dieser Last beträgt 1044 kg/cm² und 64 bzw. 39 bzw. 21% von der Elastizitäts-, Streckgrenze und Bruchfestigkeit des Materials. Sie ist also für den Flankenschnitt größer, als häufig angenommen wird, wobei aber bei Dimensionierungen zu beachten ist, daß beim gut eingepaßten Bolzen die größte und deshalb für den Fließeintritt maßgebende Schubspannung oft, wie auch hier, unter einem gewissen Winkel zu den Flankenradien auftritt. Würde man die Berechnung des Flankenschnittes auf Grund der Bekeschen Lösung vornehmen und die Elastizitätsgrenze als zulässige Maximalspannung einsetzen, wie es zum Beispiel noch von Bleich[1] in Ermangelung von Versuchen vorgeschlagen worden ist, würde sich trotz der zu günstigen, um etwa 25% zu kleinen statischen Werte für die Maximalspannung eine geringere Ausnutzbarkeit der Festigkeitswerte ergeben, als tatsächlich trotz der festgestellten ungünstigeren Spannungsverteilung im Flankenschnitt erreicht werden kann. Eine eindeutige zahlenmäßige Gegenüberstellung kann nicht gegeben werden, da die Elastizitätsgrenze in der Praxis nicht einheitlich definiert wird. Soll darunter die Streckgrenze verstanden werden, so würde sich bei Verwendung der Bekeschen Theorie eine nutzbare mittlere Spannung von $\frac{2650}{3{,}21} = 825$ kg/cm² gleich 79% der tatsächlich nutzbaren, mittleren Spannung ergeben. Wird die festgestellte Spannungsverteilung berücksichtigt, so beträgt die nutzbare mittlere Spannung nur $\frac{2650}{4{,}2} = 631$ kg/cm², wenn die Streckgrenze des Materials als zulässige Maximalspannung betrachtet wird. Aus allem geht hervor, daß eine Berechnung unter Außerachtlassung der werkstofflichen Verhältnisse, der Erhöhung der Festigkeitswerte, keine Grundlage für die Bemessung derartiger Konstruktionsteile gibt.

b) Dehnung und Spannung in nächster Nähe der Peripherie nach Beginn der bleibenden Verformung. Mit dem Beginn der bleibenden Verformung weicht das Diagramm für die rückgängigen Werte für die dem Loch nächstgelegene Meßstelle von der den Spannungsanstieg bei kleinen Lasten kennzeichnenden Geraden

[1] a. a. O. S. 5.

Digitized by Google

ab (Abb. 24). Die rückgängigen Werte bei 292 t, besonders aber 368 t sind abhängig von der Zahl der Vorbelastungen, mit der auch die bleibende Verformung nach Zahlentafel 18 größer wird, und werden erst nach einer gewissen Zahl von Vorbelastungen konstant. Im Gegensatz dazu ist an den Meßstellen $y = 11$ und 15 cm, den nächstgelegenen Meßstellen, an denen gleichzeitig mit der Messung $y = 9{,}3$ cm gemessen werden konnte, eine deutliche Abhängigkeit der Gesamtformänderungen und der rückgängigen Werte von der Zahl der Vorbelastungen nicht zu erkennen (Zahlentafel 19). Die Meßwerte für alle Ordinaten $y \geqq 11$ cm ergeben bis 368 t einen proportionalen Verlauf des Lastdehnungsschaubildes (Abb. 24).

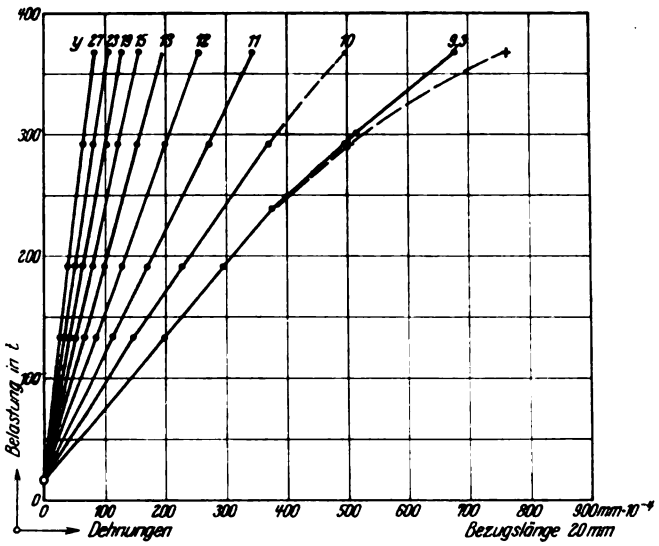


Abb. 24. Rückgängige Formänderungen in Richtung der Zugkraft für die Meßpunkte des Flankenradius.
•————• nach der ersten Belastung.
+ - - - + nach mehrmaliger Belastung auf die um 10 t größere Last.
Für $y \geqq 11$ cm sind die rückgängigen Werte bis 292 t gleich den bei der ersten Laststeigerung beobachteten Gesamtdehnungen; bei $y = 11$ cm ist bei 368 t die Gesamtdehnung bei der ersten Belastung um 16 mm · 10^{-4} größer, bei $y = 15$ cm gleich der rückgängigen Dehnung.

Die Gesamtdehnungen bei der Laststeigerung entsprechen hier den angegebenen rückgängigen Werten, nur bei 368 t ist für $y = 11$ cm die Gesamtdehnung 16 mm · 10^{-4} größer als die rückgängige. Der durchschnittliche Dehnungswert für 1 t Laststeigerung ist bei den verschiedenen Lasten nahezu konstant, nur die Werte für die sehr nahe der Peripherie gelegenen Meßpunkte $y = 9{,}3$ und $y = 10$ cm werden mit wachsender Last etwas größer. Das für kleine Lasten festgestellte Gesetz der Spannungsverteilung vom Rande ($y = 31$ cm) bis in große Nähe des Loches ($y = 11$ cm) kann sich also bis 368 t nicht verändert haben. Es kann daraus auch weiter geschlossen werden, daß eine wesentliche Änderung in den Spannungsverhältnissen in dem kleinen Streifen von $y = 9$ bis $y = 11$ cm, also an den Stellen in nächster Nähe der Peripherie, trotz der außerordentlich hohen Spannungen nicht eingetreten ist, da sich eine solche zumindest in den Werten für die benachbarten Meßpunkte ausdrücken müßte.

Die Berechnung einer Spannung aus der elastischen oder rückgängigen Dehnung nach Überschreitung der Proportionalitätsgrenze unter Zugrundelegung einer konstanten Dehnungszahl ist nicht mehr ganz genau, da die Spannungsdehnungskurve nicht mehr einem Geradliniengesetz folgt; vielmehr werden die Arbeitsvorgänge für die Be- und Entlastung durch zwei sich nicht mehr deckende, gekrümmte Kurven wiedergegeben. Der Verlauf dieser Arbeitslinien, der Hysteresisschleifen nach voraufgegangenen Kaltreckungen, ist oft experimentell untersucht (Bauschinger, C. Muir, I. A. van den Broek, Rudeloff, Körber u. a.). Bei den Untersuchungen an Stahl mußten diese Untersuchungen allgemein für Reckgrade angestellt werden, die nach dem Fließen erreicht werden, also für Reckgrade von etwa 2% und mehr, da sich für kleinere Reckungen im allgemeinen keine gleichmäßigen Reckungen über einen Stab erreichen lassen. Über die Änderung der elastischen Dehnungszahl bei voraufgegangenen kleinen Reckungen läßt sich deshalb zahlenmäßig Genaues nicht aussagen. Unter Beachtung der von Körber und Rohland[1]) gegebenen Zahlen für die Veränderung der Dehnungszahl bei Reckgraden von 2,5% und mehr kann aber bei den in Betracht kommenden kleinen plastischen Verformungen (0,05% bei 292 t; 0,2% bei 368 t) mit einer nahezu unveränderten Dehnungszahl gerechnet werden.

c) Die Quernormalspannungen. Für größere Lasten müssen auch die Formänderungen und Spannungen senkrecht zu den Hauptzugspannungen in Betracht gezogen werden, da in den Flankenradien in Nähe des Loches nach Beginn der plastischen Verformung infolge der Querzusammenziehung des Loches senkrecht zu den Zugspannungen Druckspannungen auftreten.

Zahlentafel 20 und 21 enthalten die Spannungen σ_α und $\sigma_{\alpha+\pi/2}$ für die Meßpunkte $y = 10$ cm bis zu 292 t. Der Verlauf der Spannungen $\sigma_{\alpha+\pi/2}$ über den Querschnitt und diese Spannungen in Abhängigkeit von der Last zeigt Abb 25a und 25b. Die zuerst positiven Querspannungen in Nähe des Loches zeigen mit wachsender Last immer geringere Zuwächse, um bei höheren Lasten in Druckspannungen überzugehen. In größerer Entfernung

Zahlentafel 20. Spannungen σ_α im Flankenschnitt *I—I* (oberer Teil).

Belastung in t		Spannungen σ_α in kg/cm²							
		Ordinate y in cm							
P	$P' = P - P_0$	10	11	12	13	15	17	19	23
134	118	1573	1214	937	761	618	542	462	366
191	175	2430	1850	1453	1151	896	777	685	551
292	276	3890	2910	2200	1740	1362	1225	1127	869

Zahlentafel 21. Spannungen $\sigma_{\alpha+\frac{\pi}{2}}$ im Flankenschnitt *I-I* (oberer Teil).

Belastung in t		Spannungen $\sigma_{\alpha+\frac{\pi}{2}}$ in kg/cm²							
		Ordinate y in cm							
P	$P = P - P_0$	10	11	12	13	15	17	19	23
134	118	153	—	—	209	146	108	66	38
191	175	190	253	287	321	224	171	113	77
292	276	5	189	339	450	332	229	177	101

[1] F. Körber und W. Rohland: Das elastische Verhalten kaltgereckten Stahls. Mitteilung aus dem K. W. I. f. Eisenforschung Bd. V. 1924.

Digitized by Google

vom Loch wachsen dagegen auch diese Spannungen nahezu proportional an. Die starke Zunahme der Dehnungen in der Meßrichtung 1 ist danach zum kleinen Teil durch Veränderung der Spannungen $\sigma_{\alpha+\pi/2}$ zu erklären.

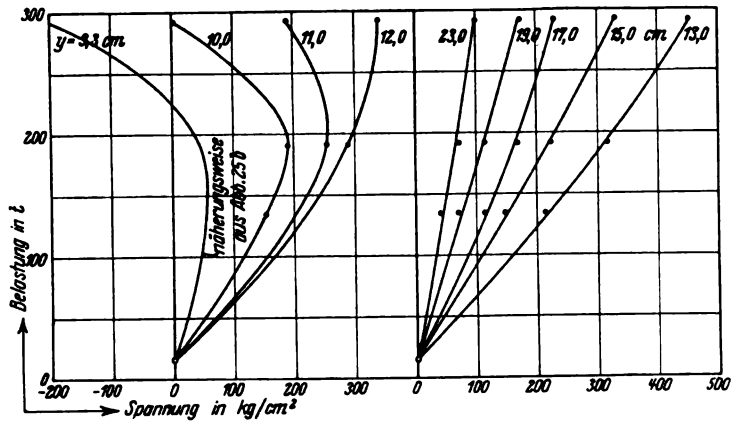


Abb. 25 a. Quernormalspannungen in den Meßpunkten des Flankenradius.

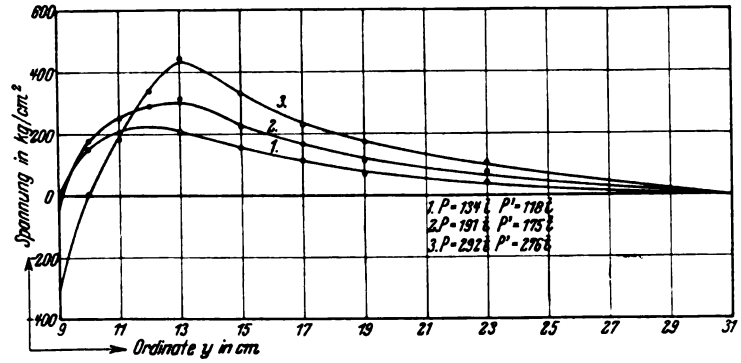


Abb. 25 b. Quernormalspannungen in den Meßpunkten des Flankenradius.

Diese Spannungen sind jedoch im Verhältnis zu σ_α nur klein, so daß infolge ihres Verlaufes die Dehnung am Auge in Meßrichtung 1 nach Beginn der plastischen Verformung zwar verhältnismäßig ein wenig größer werden muß, ohne daß aber das Abweichen der Dehnungslinie von der Anfangsgeraden für $y = 9{,}3$ und $y = 10$ cm in dem festgestellten Maße begründet erscheint. Vollkommen können diese Erscheinungen nur durch die nach Eintritt plastischer Verformungen bei der Entlastung zurückbleibenden inneren Spannungen gedeutet werden, auf die schon kurz eingegangen war.

d) Die Spannungsreste infolge plastischer Verformung. Nach Eintritt plastischer Verformungen bleiben auch nach der Entlastung Spannungen zurück, die in dem nur elastisch verformten Teil die gleiche Richtung haben, an den Stellen plastischer Formänderungen allgemein, mit Ausnahme des Grenzgebietes, den unter der erzeugenden Kraft vorhandenen Spannungen entgegengesetzt gerichtet sind. Die rückgängigen Formänderungen, die Unterschiede zwischen dem Belastungs- und Entlastungszustand werden im plastisch verformten Teil größer, als es den Unterschieden zwischen dem Ursprungszustand und dem Belastungszustand entspricht, da die plastisch verformten Teile bei der Entlastung unter entgegengesetzt wirkenden Spannungen stehen. Die festgestellten bleibenden Verformungen sind infolgedessen kleiner als die wirklichen plastischen. Es stellt sich im Gebiet plastischer Verformung etwa der in Abb. 26 a und 26 b schematisch angedeutete Spannungs-Formänderungszustand ein.

Durch derartige Vorgänge ist auch die nach Überschreiten der Elastizitätsgrenze festgestellte Abweichung der Dehnungslinie für die rückgängigen Werte von der Geraden bei $y = 9{,}3$ cm (Abb. 23 und 24) zu erklären und ebenfalls die Vergrößerung dieser Werte für ein und dieselbe Last nach mehrmaliger Vorbelastung auf die um 10 t größere

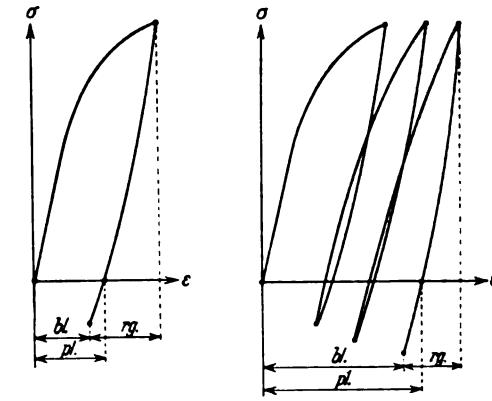


Abb. 26 a und b. Spannungsformänderungsverlauf bei örtlich begrenzter plastischer Verformung.
bl. = Bleibender Dehnungswert bei Entlastung. *pl.* = Plastische Verformung. *rg.* = Rückgängiger Dehnungswert.

Last. Der proportionale und von der Zahl der Vorbelastungen unabhängige Anstieg der Dehnungslinien in Verbindung mit der beinahe vollkommenen Übereinstimmung der Gesamtformänderungen mit den rückgängigen Dehnungswerten für die Meßpunkte bei $y \geqq 11{,}0$ cm gibt den nahezu unveränderten Spannungszustand auch bei den höheren Lasten an. Unter Außerachtlassung der senkrecht zu den Zugspannungen wirkenden, sehr kleinen Druckspannungen müßte ohne diese Spannungsreste entgegengesetzten Vorzeichens der geradlinige Verlauf auch annähernd in den Stellen in nächster Nähe der Peripherie gewahrt bleiben. Die Stellen rein elastischer Formänderung müßten entsprechend kleinere Dehnungswerte aufweisen, da Spannungsreste gleichen Vorzeichens zurückbleiben. Da sich aus dem schon bei $y = 11$ cm geradlinigen Anstieg der Dehnungslinie bis 368 t schließen läßt, daß die Druckspannungreste schon in 2 cm Abstand von der Peripherie nicht mehr vorhanden waren, ist es erklärlich, daß die diesen das Gleichgewicht haltenden Restzugspannungen, die sich in irgendeiner Weise von etwa $y = 11$ cm auf 20 cm Breite bis zum Rande verteilen, nur sehr klein sind und sich deshalb in den Messungen nur wenig bemerkbar machen.

Unter Beachtung der vorhergehenden Ausführungen entspricht der Unterschied zwischen der ursprünglichen Anstiegsgeraden und der Kurve der rückgängigen Werte annähernd den elastischen Zusammendrückungen infolge der bei den Entlastungen eintretenden entgegengesetzten Restspannungen oder annähernd dem Maß, um das die bleibenden Verformungen kleiner sind als die wirklich eingetretenen plastischen Verformungen. Die näherungsweise bestimmte Kurve der plastischen Verformungen weicht deshalb von der Kurve der Restwerte ab (Abb. 23).

Digitized by Google

e) Die Erhöhung der Festigkeit. Die Spannung am Auge ($y = 9{,}3$ cm) würde sich danach einschließlich der Spannung für P_0 zu 5200 kg/cm² bei 292 t und zu 6500 kg/cm² bei 368 t ergeben. Diese Angaben können die aufgetretenen Spannungen nur in ihrer annähernden Größe treffen. Der Spannungsanstieg mit der Last unmittelbar am Auge wird sich tatsächlich nach Eintritt plastischer Verformung etwas langsamer vollzogen haben, wenn auch ein wesentlicher Spannungsausgleich nicht wahrscheinlich erscheint. Zahlentafel 22 enthält die Spannungen am Auge, die von 292 t ab wahrscheinlich etwas kleiner gewesen sind als angegeben, und die festgestellten Formänderungen bei verschiedenen Lasten. Abb. 27 veranschaulicht den viel steileren Anstieg des Formänderungswiderstandes in der Konstruktion im Gegensatz zu dem am Zugstab festgestellten Spannungs-Dehnungs-Schaubild. Der gestrichelte Ast der Kurve 2 gibt den mutmaßlichen Anstieg des Formänderungswiderstandes für den Fall, daß ein allmählicher Spannungsausgleich oberhalb $\sigma_{0,003}$ einsetzt. Die Spannung bei 368 t ist größer als die Bruchfestigkeit und wahrscheinlich auch größer als die effektive Zugspannung des Materials bei der Höchstlast des Zugstabes.

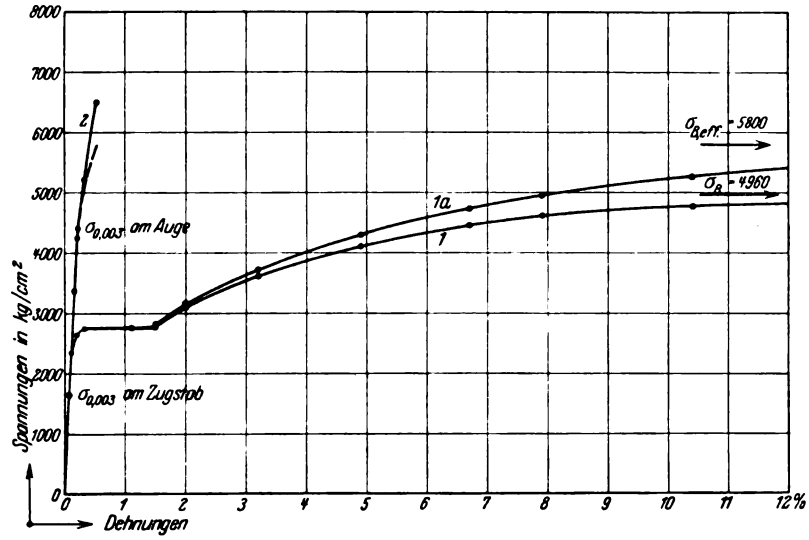


Abb. 27. Spannungsformänderungsschaubild beim einfachen Zugversuch und beim Augenstabversuch für die Punkte des Flankenradius an der Peripherie.
1 Spannungsdehnungskurve des Materials. *1a* Effektive Spannungsdehnungskurve des Materials. *2* Spannungsdehnungskurve am Auge.

Zahlentafel 22. Spannungen und Dehnungen in Richtung der x-Achse am Auge ($y = 9{,}3$ cm) im Flankenschnitt *I—I* (oberer Teil). Bezugslänge für die Formänderungen = 20 mm.

Belastung		Spannung		Gesamtdehnung			Bemerkungen
t		kg/cm²		mm · 10⁻⁴		%	
P	$P' = P - P_0$	für P'	für P	für P'	für P	für P	
134	118	2060	2340	196	222	0,111	
191	175	3080	3360	293	319	0,160	
239	223	3960	4240	377	403	0,202	*Rest-
249	233	4100	4400	404	430	0,215*	wert
292	276	(≈4900)	(≈5200)	587	613	0,307	0,003%
302	286	(≈5000)	(≈5300)	627	653	0,327	
368	352	(≈6200)	(≈6500)	984	1010	0,505	

Nach den mitgeteilten Ergebnissen können die durch den einfachen Zugversuch ermittelten Festigkeitswerte nicht allein als maßgebend für die Festigkeitsverhältnisse in derartigen Konstruktionen angesehen werden. Die Gestalt der Konstruktion, die für die Formänderungen andere Bedingungen herstellt als beim Zugstab, beeinflußt auch die Festigkeitsziffern in hohem Maße.

Es ist bekannt, daß auch bei Zerreißversuchen die Abmessungsverhältnisse nicht ohne Einfluß auf die Festigkeit und Dehnung sind. Eine Änderung der Gestalt der Probeform ist immer mit einer Änderung der Festigkeits- und Verformungszahlen verbunden. Es ist deshalb versucht worden, einen von der Gestalt unabhängigen Festigkeitswert, die Trennfestigkeit, zu bestimmen, die dann erreicht wird, wenn die plastische Verformung durch geeignete Maßnahmen vollkommen oder nahezu vollkommen unterbunden wird. In neuerer Zeit hat W. Kuntze[1] versucht, den Begriff der Trennfestigkeit durch Versuche mit gekerbten Zugproben und durch ein unter Auswertung ähnlicher Versuche von Ludwik und Scheu[2] von ihm aufgestellten methodischen System zu erfassen. Er bezeichnet als Trennfestigkeit diejenige Festigkeit, die unter vollkommener Dehnungsbehinderung bei der denkbar größten Kerbschärfe und zugleich -tiefe eintritt. Die Bruchfestigkeiten derartiger Proben nehmen mit abnehmendem Restquerschnitt linear zu[3]. Ohne daß auf die in der angezogenen Arbeit von einem neuen Standpunkt aus betrachteten Zusammenhänge zwischen Trennfestigkeit und Bruch- und Zerreißfestigkeit, die Veränderlichkeit dieser Abhängigkeit je nach der Vorbehandlung des Werkstoffes hinsichtlich Reckung oder anderweitiger Vergütung und die daraus gezogenen Folgerungen für eine zweckmäßige Vorbehandlung des Werkstoffes an dieser Stelle näher eingegangen werden kann, sollen die in dieser Arbeit eingehend mitgeteilten Ergebnisse von Kerbzugversuchen mit dem Material des Augenstabes auszugsweise angegeben werden, soweit sie über die denkbar größten Spannungen, die bei vollkommener Kerbwirkung ertragen werden können, Aufschluß geben. In Zahlentafel 23 bedeutet σ_B die Bruchfestigkeit, s_{II} die effektive Festigkeit bei der Höchstlast[4], s_T die durch Extrapolation auf den Restquerschnitt O gewonnene Trennfestigkeit.

Die effektive Festigkeit bei der Höchstlast beträgt 58,0 kg/mm². Bei vollkommener Kerbwirkung, d. h. bei vollkommener Behinderung der plastischen Verformung,

[1] W. Kuntze: Der Bruch gekerbter Zugproben. Werkstoffausschuß d. V. Dt. Eisenhüttenleute, Ber. 129. 1928.
[2] Stahleisen 1923, S. 999—1001.
[3] A. Martens: Z. V. d. I. 1901, S. 805—812. — M. Rudeloff: Stahleisen 1902, S. 374—380. — W. Kuntze: Mitt. Materialpr.-Amt 1926, S. 54.
[4] Nach W. v. Moellendorff: Z. V. d. I. 1915, S. 1014.

Digitized by Google

hätte in der Konstruktion eine Spannung von 87 kg/mm² ertragen werden können, ehe der Trennungsbruch erfolgte. Infolge der nur unvollkommenen Kerbwirkung bei Lochstäben und Augenstäben kann die Trennfestigkeit nie erreicht werden. Die eintretende Verformung wirkt aber wiederum verfestigend. Die an den Rändern von Bohrungen tatsächlich zu ertragende größte Spannung wird deshalb je nach dem Grad der Kerbwirkung zwischen dem Wert $s_{II} = 58$ kg/mm² und einem Wert der Trennfestigkeit s_T, der sich in der in der Zahlentafel angegebenen Größenordnung bewegt und dessen Größe von dem Grad der eingetretenen Reckung abhängt.

Zahlentafel 23. Bruchfestigkeit und Trennfestigkeit des Materials.

Zustand	Kennziffern des Zugversuches		Kennziffern des Kerbzugversuches	
	σ_B	s_{II}	s_T	$\frac{s_T}{\sigma_B}$
	kg/mm²			
Anlieferungszustand geglüht	49,6	58,0	87	1,75
1,5% gereckt	50,4		92	1,83
5% gereckt	52,1		108	2,07
10% gereckt	54,6		125	2,29
18% gereckt	58,0		155	2,68

Allgemein ist nach diesem Ergebnis für die statische Festigkeit derartiger Konstruktionsteile nicht nur die Materialbruchfestigkeit maßgebend. Besondere Bedeutung gewinnt für diese wahrscheinlich das Verhältnis der Trennfestigkeit zur Bruchfestigkeit und weiterhin die Verfestigungsfähigkeit des Werkstoffes durch die eintretende Kaltreckung. Die Werte der Bruchfestigkeiten der Werkstoffe allein genügen auch für die Abschätzung der rein statischen Festigkeit nicht, da selbst für Stähle nicht immer damit gerechnet werden kann, daß die durch den Versuch erläuterten maßgebenden Faktoren für die statische Festigkeit im Verhältnis der Bruchfestigkeiten zueinander stehen. Die Verhältnisse der Festigkeit äußerlich gleicher Konstruktionsteile, die durch ihre Ausbildung ähnlichen Spannungsbedingungen unterliegen wie der Lochstab und Augenstab, aus Stahl verschiedener Festigkeiten brauchen nicht gleich den Verhältnissen der Bruchfestigkeiten der Werkstoffe zu sein. Für Verbindungen aus Nichteisenmetallen liegen wahrscheinlich ganz veränderte Bedingungen vor, da diese sich werkstofflich bei derartigen Konstruktionsformen ungeachtet ihrer Bruchfestigkeiten ganz anders verhalten können als Stähle.

3. Radiale Formänderungen an der Lochleibung.

Es wurde versucht, auch die Druckverteilung an der Lochleibung nach Eintritt plastischer Verdrückungen, deren spezifische Größe unmittelbar an der Leibung nicht ermittelt werden kann, festzustellen. Es zeigte sich jedoch, daß die Formänderungszuwächse in radialer Richtung im Verhältnis zu den bei 134 t festgestellten Formänderungen mit Ausnahme der Meßstellen bei $\varphi = 70$ und 80° bei der Laststeigerung bedeutend kleiner wurden. Auch ohne Rechnung war zu übersehen, daß der sich aus diesen Messungen ergebende Lochleibungsdruck zu klein gegenüber der im Flankenschnitt *I—I* wirkenden Zugkraft wird. Die Druckspannungen an der Lochleibung sind wahrscheinlich infolge der etwas kleineren Elastizitätsgrenze der Beibleche zum Teil nach dem innen liegenden, durchgehenden Blech abgewandert. Es erübrigt sich daher auf die bei 292 t und 368 t angestellten Untersuchungen über die Verteilung des Lochleibungsdruckes näher einzugehen, da es sehr unsicher ist, ob diese Spannungsverteilung, abgesehen von der absoluten Größe der Spannungen, als maßgebend angesehen werden kann.

Zur Erläuterung der Formänderungsvorgänge an der Lochleibung seien nur die in radialer Richtung auf 20 mm gemessenen, elastischen Zusammendrückungen für 134, 292 und 368 t angegeben (Abb. 28). Die für die beiden letzten Lasten dargestellten Kurven entsprechen dem

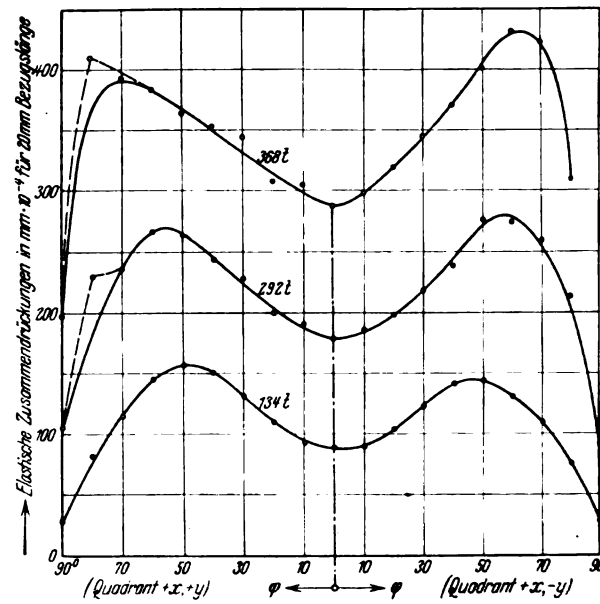


Abb. 28. Radiale Zusammendrückungen an der Lochleibung.

Formänderungszustand nach mehrmaliger Vorbelastung auf die um 10 t höhere Last. Im Verhältnis zu den Formänderungen bei 134 t erfahren die Stellen größter Druckbeanspruchungen kleinere Formänderungszuwächse als die Stellen in Nähe der Symmetrieachse. Man könnte hieraus auf einen Ausgleich der Druckspannungen schließen, wenn nicht mit der Wahrscheinlichkeit zu rechnen wäre, daß an den Stellen größter Druckspannungen auch eine stärkere Spannungsabwanderung nach innen eingetreten ist. Die bei 70 und 80° nur im oberen Quadranten festgestellte Spitze (gestrichelt dargestellt) ist offenbar als eine durch das dort vorhandene Niet verursachte Störung anzusehen. Mit steigender Last wandert das Maximum der Zusammendrückung nach außen, eine Erscheinung, die mit der behinderten Querzusammenziehung des Loches zu erklären ist. Es treten hier infolge der außer den Druckspannungen wirkenden tangentialen Zugspannungen sehr hohe Schubspannungen ein, auf die die oft in Nähe der Flankenradien, unter einem gewissen Winkel zu diesen, beginnenden Zerstörungen von Bolzenverbindungen zurückzuführen sind.

Digitized by Google

4. Die Zerstörung des Stabes.

Bei höheren Lasten konnten keine Messungen mehr ausgeführt werden, da die Halbstäbe durch eine besondere, aus Abb. 30 hervorgehende Vorrichtung gegen plötzliches Umfalten gesichert werden mußten.

Die erreichte Höchstlast betrug 518 t, die mittlere Zugspannung im kleinsten Querschnitt 23,5 kg/mm², das Verhältnis zur Materialfestigkeit 0,48. Dieser Wert kann jedoch nicht als Ausnutzungsfaktor angesprochen werden, da infolge der geringen Seitensteifigkeit der Halbstäbe räumliche Verbiegungen eintraten, die das Ergebnis abmindernd beeinflußten. Bei der Höchstlast, bei der die aus Abb. 29 dargestellte Verformung am Auge eingetreten ist, betrug die Abbiegung an der vorderen Blechkante von dem Ganzstab 4 mm. Sichtbare Zug- oder Schubrisse in Nähe der Leibung wurden hier noch nicht festgestellt. Die Verformung äußerte sich hauptsächlich durch Verdrückungen in der Lochleibung, weniger durch Reckungen über die kleinsten Querschnitte. Einen weiteren Verformungszustand zeigt Abb. 30. Der in Abb. 31 und 32 dargestellte Zustand der größten Verformung wurde erst erreicht, nachdem das durchlaufende Blech des anderen Halbstabes, der jetzt den größten Teil der Last aufzunehmen hatte, in der ersten Reihe der die Beibleche anschließenden Nietung gerissen war. Am Auge dieses Halbstabes und des Ganzstabes waren keine Risse eingetreten. Die Vergrößerung der Durchmesser betrug hier 7 bzw. 6 mm.

Es wurde dann der Versuch gemacht, das Auge des Ganzstabes zu zerstören. Die mit diesem Versuchsstück erreichte Höchstlast betrug 587 t bei einer mittleren Spannung im Flankenquerschnitt von 26,7 kg/mm² und einem Verhältnis dieser Spannung zur Materialfestigkeit von 54%. Dabei wurde aber wieder nicht das Auge zerstört, sondern eine Zerstörung des durchlaufenden Bleches am anderen Stabende in einem durch Nietlöcher geschwächten Teil herbeigeführt.

C. Zusammenfassung.

Ausgehend von vorhandenen theoretischen und experimentellen Untersuchungen zur Klärung der Frage der Spannungsstörungen im Stahlbau, insbesondere der in Lochstäben, Bolzen- oder Nietverbindungen auftretenden Spannungsstörungen, wird an einem aus Blechen hergestellten Augenstab mit scharf eingepaßtem Bolzen eine Untersuchung experimentell durchgeführt, wobei außer der Feststellung der Spannungsverteilung im elastischen Formänderungsbereich die Auswirkung der auftretenden Spannungsspitzen auf die Spannungs- und Formänderungsvorgänge nach Überschreiten der Materialfließgrenze untersucht wird.

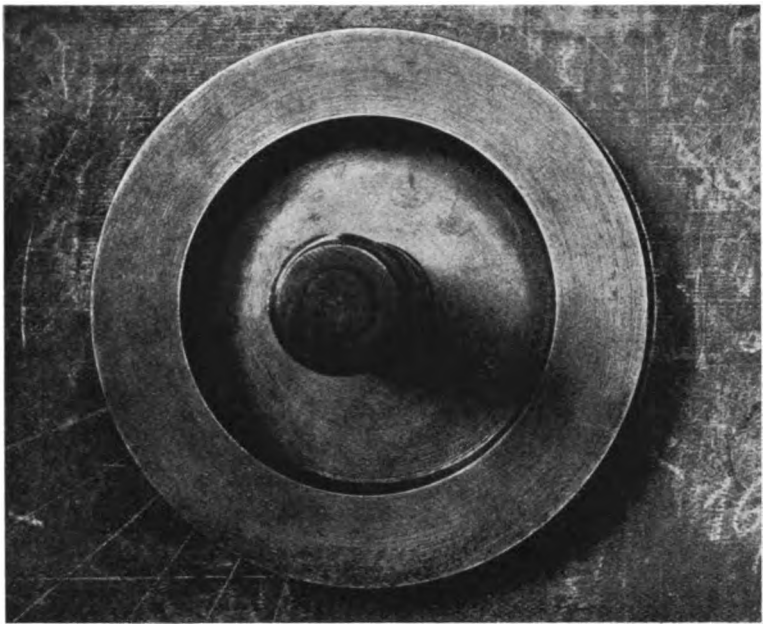


Abb. 29. Zustand des Auges bei der Höchstlast.

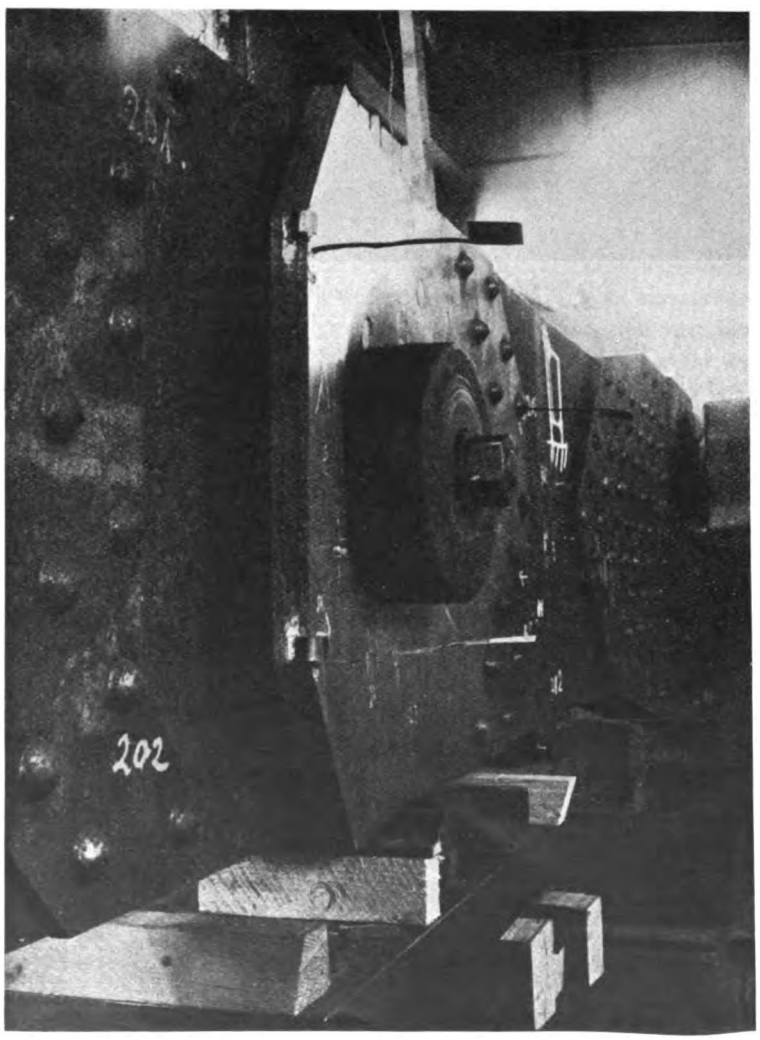


Abb. 30. Seitliche Verbiegung des Halbstabes bei absinkender Last.

Digitized by Google

Die Ermittelung der Spannungs- und Formänderungsverhältnisse wird vorgenommen durch Messung der Formänderungen in drei oder vier Richtungen für jeden Meßpunkt. Die Wahl dieser Meßmethode und die Art der Durchführung dieser Messungen wird begründet.

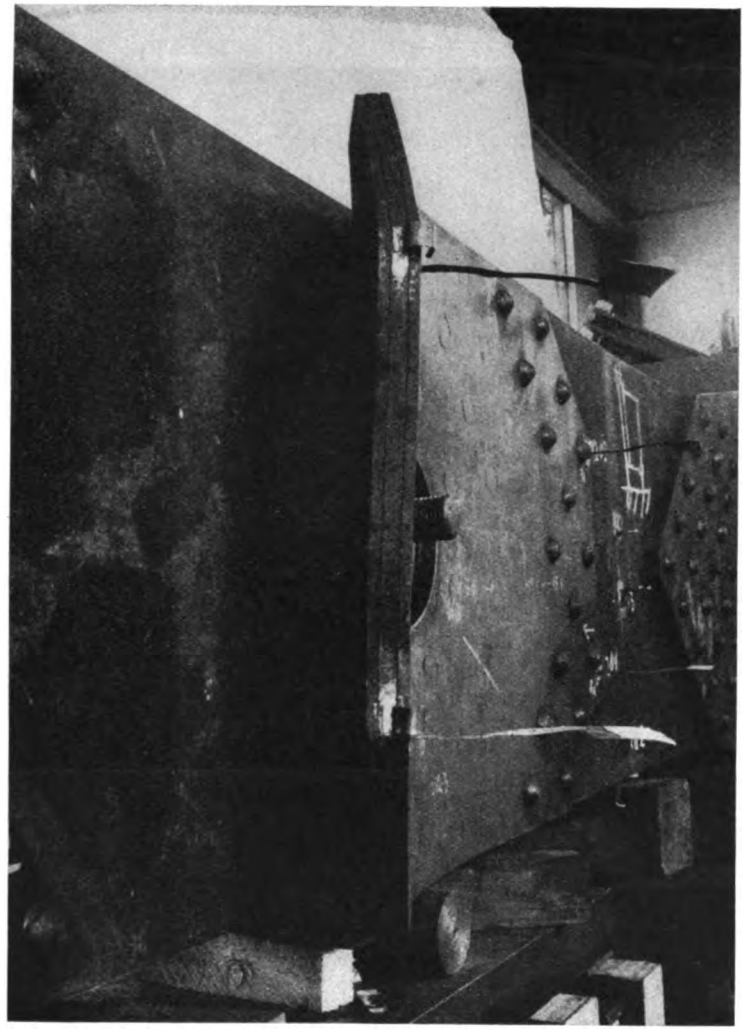


Abb. 31. Weitere Verformung des Halbstabes.

Im elastischen Formänderungsbereich werden die Spannungs- und Formänderungsverhältnisse an der gedrückten Lochleibung, in den Flankenschnitten und im Symmetrieschnitt untersucht. Auf Grund der Feststellungen an der Lochleibung wird eine Gleichung für die bei theoretischen Ansätzen zu wählenden Randbedingungen für den Lochleibungsdruck für den Fall des mit engem Paßsitz eingepaßten Bolzens aufgestellt. In dieser kommt der sehr starke Einfluß der durch den Bolzen behinderten Formänderung im Auge zum Ausdruck, die eine Verlegung des Druckmaximums von dem mit der Zugachse zusammenfallenden Radius nach dem Flankenradius zu bewirkt. Die in den Flankenschnitten festgestellten Ergebnisse über die Spannungsverteilung werden einigen wichtigen Berechnungsarten gegenübergestellt. Die Spannungsverhältnisse im Blech in größerem Abstande vom Loch werden angegeben.

Im Verlauf der weiteren Untersuchung, in denen die Maximalspannungen an der Peripherie größer werden als die Elastizitäts- und Streckgrenze des Materials, wird gezeigt, daß die Spannungsverteilung im elastischen Formänderungsbereich, die wegen der starken Spannungserhöhungen in den Flankenschnitten und auch wegen der ungünstigen Beanspruchung des Materials an der Lochleibung infolge der Verlegung des Maximums des Lochleibungsdruckes in das Gebiet größerer tangentialer

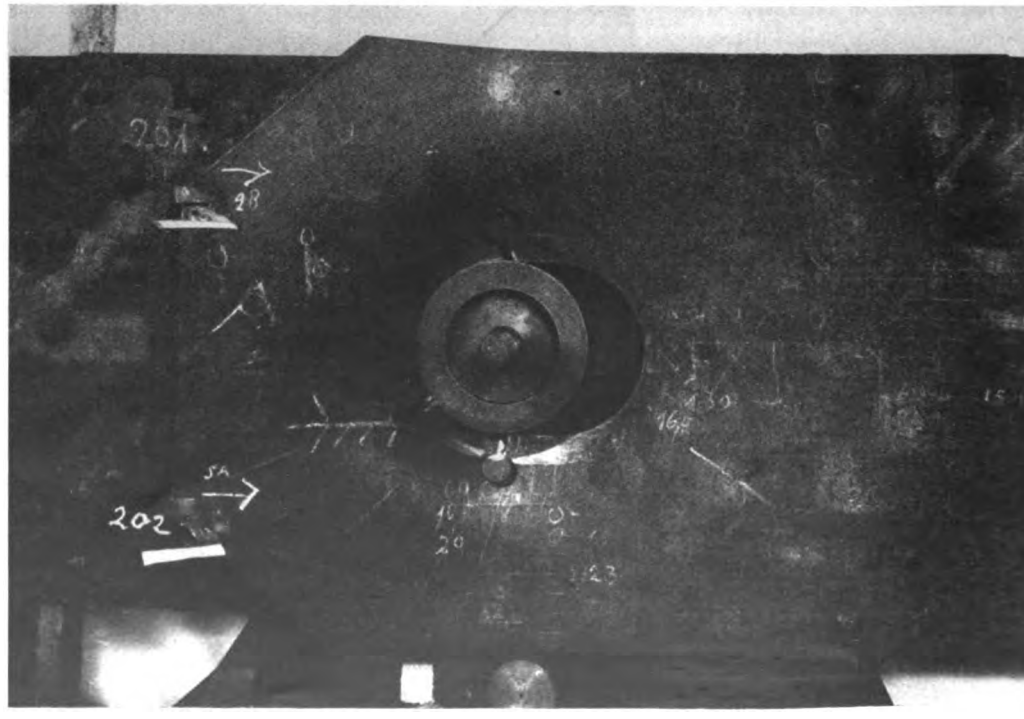


Abb. 32. Weitere Verformung des Halbstabes.

Digitized by Google

Zugspannungen zu einer ungünstigen Beurteilung der Ausnutzbarkeit von Augenstäben veranlassen könnte, andererseits werkstofflich sehr günstige Bedingungen herstellt. Es treten bei Spannungsverhältnissen, bei denen ausgeprägte Spannungsspitzen vorhanden sind, Festigkeitserhöhungen ein, für die eine Erklärung vorläufig nicht gegeben werden kann, die anscheinend aber dann eintreten, wenn für die Ausbildung von Gleitflächen infolge der Spannungsverteilung die sonst als maßgebend angesehenen Bedingungen nur in einem örtlich sehr begrenzten Gebiet vorhanden sind und wenn sich infolge der Behinderung durch das umgebende, gering beanspruchte Material auch in diesem Gebiet die Gleitflächen erst bei viel höheren Spannungen ausbilden können, als nach den für mehrachsige Spannungszustände vertretenen Anschauungen über die Fließgefahr zu erwarten wäre. Infolge der geringen plastischen Verformungen bleibt der Spannungszustand nahezu unverändert auch für Maximalspannungen, die bedeutend größer sind als die aus einfachen Zugversuchen ermittelte Elastizitäts- und Streckgrenze. Die an diesen Stellen zu ertragenden Spannungen bei statischer Beanspruchung können größer sein als die Bruchfestigkeit des Materials, da infolge der Behinderung der plastischen Verformungen Festigkeitserhöhungen eintreten, wie sie in ähnlicher Weise auch bei Kerbzugversuchen beobachtet werden. Der Grad der Festigkeitserhöhung bei diesen ist linear abhängig von dem Grad der Kerbwirkung, die durch das Verhältnis vom Kerbquerschnitt zum Vollquerschnitt gegeben ist und von dem Verhältnis der Trennfestigkeit des Werkstoffes zur Bruchfestigkeit. Auf Grund der Ergebnisse des vorgenommenen Versuches ist zu schließen, daß auch bei Lochstäben und Augenstäben infolge kerbähnlicher Wirkung nicht nur der Bruchfestigkeit des Werkstoffes, sondern auch der Trennfestigkeit besondere Bedeutung beizumessen ist.

Für die mir gewährte Unterstützung bei Vorbereitung und Durchführung der Versuche möchte ich besonders dem ehemaligen Mitglied des Amtes, Herrn Prof. Panzerbieter, meinen herzlichen Dank aussprechen. Auch möchte ich nicht verfehlen, dem an den Versuchen beteiligten technischen und gewerblichen Personal an dieser Stelle zu danken.

Untersuchung metallischer Baustoffe auf Schwingungsfestigkeit mit der Hochfrequenz-Zug-Druck-Maschine (Bauart Schenck).

Von **K. Memmler** und **K. Laute**[1].

Allgemeine Zeichenerläuterung.

P	= Zug- oder Druckkraft	in kg
l	= Stablänge	in mm
λ	= Stabdehnung	in mm
d	= Stabdurchmesser	in mm
f	= Stabquerschnitt	in mm²
E	= Elastizitätsmodul	in kg/mm²
σ_E	= Elastizitätsgrenze bei Zugbeanspruchung) (0,003% bleibende Dehnung)	in kg/mm²
σ_s	= Streckgrenze (obere Streckgrenze bzw. Beanspruchung bei 0,2% bleibender Dehnung)	in kg/mm²
σ_{s_u}	= Untere Streckgrenze	in kg/mm²
σ_B	= Bruchgrenze	in kg/mm²
δ	= Bruchdehnung	in %
ψ	= Querkontraktion	in %
σ	= Spezifische Spannungsamplitude des auf Zug-Druck beanspruchten Prüfstabes	in kg/mm²
σ_D	= Schwingungsfestigkeit	in kg/mm²
ε	= Spezifische Dehnungsamplitude des auf Zug-Druck beanspruchten Prüfstabes	in 10^{-4}
ε_D	= Größte spezifische Dehnungsamplitude, die der Probestab noch unbegrenzt lang zu ertragen vermag = Schwingungsverformbarkeit	in 10^{-4}
N	= Zahl der Lastperioden	in 10^6

Einleitung.

Seit den umfassenden und bedeutungsvollen Versuchen Wöhlers waren lange Zeit hindurch keine größeren Fortschritte auf dem Gebiete der Dauerprüfung gemacht worden.

Erst einige Jahre vor dem Kriege lebten die Bestrebungen, das Verhalten der Werkstoffe bei schwingenden Dauerbeanspruchungen eingehender zu erforschen, besonders stark in England wieder auf.

Im Staatlichen Materialprüfungsamt wurden damals Dauerversuche, vornehmlich mit Zug-Druck- und Biegemaschinen, Bauart Martens[1], ausgeführt. Die Dauer-Zug-Druck-Anlage bestand aus zwanzig gleichartigen Maschinen, die mit Wasserdruck betrieben und vollkommen selbsttätig mittels Ventilsteuerung so gesteuert wurden, daß die Beanspruchung etwa 60 mal in der Minute im Probekörper zwischen null und einer Zughöchstspannung hin und her schwankte. Daneben war eine große Dauerbiegmaschine nach dem Prinzip des umlaufenden Prüfstabes vorhanden, die sechs Stäbe auf einmal zu beanspruchen gestattete. Die mit diesen Maschinen vorgenommenen Dauerversuche zeichneten sich durch die Größe der Versuchsstäbe aus (20 mm Durchmesser, 200 mm zyl. Länge). Obwohl die Erkenntnis auch heute noch außerordentlich wichtig wäre, inwieweit sich die Erfahrungen an kleinen Prüfstäben auf große Stäbe und ganze Konstruktionsteile übertragen lassen, sind andererseits noch keine Versuche auf reine Schwingungsfestigkeit mit solchen großen Stäben ausgeführt worden. Für diese größeren Stäbe waren größere Kräfte aufzubringen, was nur bei geringer Lastwechselgeschwindigkeit (60 Lastwechselper./min) zu erreichen war. Die Versuche dehnten sich daher über lange Zeiträume aus, zumal hohe Lastwechselzahlen angestrebt wurden, um der Antwort auf die Frage näher zu kommen: „Gibt es überhaupt eine Grenze bei wechselnder gleich großer Zug- und Druckbelastung, unterhalb der ein Prüfstab beliebig viele Lastwechsel auszuhalten vermag?“ Diese, sowie spätere Versuche über Schwingungsfestigkeit gegen Verdrehungs-

[1] Original: V. d. I.-Forschungsheft 329. V. d. I.-Verlag, Berlin 1929.

[1] Martens: Mitt. Materialpr.-Amt 1904, S. 51 und A. Martens und M. Guth: Denkschrift zur Eröffnung des Amtes. Berlin 1904.

Digitized by Google

beanspruchung[1] mußten vorzeitig abgebrochen werden, da dem Amte inzwischen andere dringende Aufgaben gestellt wurden. Nach dem Kriege wurden in England und Amerika die Untersuchungen auf Dauerfestigkeit in größerem Umfange und mit gutem Erfolg aufgenommen. Da naturgemäß auf diesem neuen Gebiet der Werkstoffprüfung die Versuche recht langwierig sind und Anschaffung sowie Erprobung neuer Maschinen erforderten, so ist es bei der wirtschaftlichen Notlage der deutschen Industrie und der Materialprüfanstalten durchaus verständlich, daß die deutschen Forschungsarbeiten über Dauerfestigkeit nicht mit denen in England und Amerika Schritt gehalten haben. Daß trotzdem aber die Wichtigkeit des sogen. Ermüdungsproblems, d. h. der Dauerfestigkeit, auch in Deutschland nicht unterschätzt worden ist, geht daraus hervor, daß in neuerer Zeit verschiedene recht beachtenswerte Dauerprüfmaschinen entwickelt worden sind[2], die auch im Ausland Anerkennung gefunden haben, und daß gegenwärtig die Beurteilung der metallischen Werkstoffe auf Grund der Ermüdungs- bzw. Dauerfestigkeit mehr und mehr an Bedeutung gewinnt.

Da zur Feststellung der Dauerfestigkeit eine sehr große Zahl von Lastwechseln aufzubringen ist, liegt es nahe, die Arbeitsgeschwindigkeit der Maschine zu steigern, um die Zeitdauer der Versuche nach Möglichkeit abzukürzen[3].

Diesem Gedanken ist in besonders weitgehendem Maße bei einer Maschine Rechnung getragen worden, die von der Firma Carl Schenck, Darmstadt, als hochfrequente Dauer-Zug-Druck-Maschine erbaut wurde. Durch besonderes Entgegenkommen dieser Firma konnte mit Unterstützung des Schwingungsausschusses des V. d. I. und der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaften im Frühjahr 1927 eine solche Maschine im Staatlichen Materialprüfungsamt zur Aufstellung gelangen. Das Amt ist hierfür der Firma C. Schenck und den beiden genannten Stellen zu besonderem Dank verpflichtet.

I. Hochfrequente Dauer-Zug-Druck-Maschine.

a) Allgemeines.

Im Laufe der anderthalbjährigen Versuchszeit sind bezüglich der Handhabung dieser Maschine wichtige Erfahrungen gemacht worden, über die, soweit es nützlich erscheint, neben den eigentlichen Versuchsergebnissen stoffkundlicher Art im folgenden berichtet werden soll. Zum Verständnis und zur Beurteilung der Ergebnisse sei zunächst eine Beschreibung der Maschine gegeben.

Die Maschine ist konstruktiv aus dem Unterwasser-Schallsender der Signal-Gesellschaft in Kiel entwickelt worden. Bei solchen Apparaten stellten sich mit einer gewissen Regelmäßigkeit Brüche ein, die als Dauerbrüche erkannt wurden. Diese Tatsache legte den Gedanken nahe, das Grundsätzliche in der Bauart derartiger Einrichtungen für die Entwicklung einer Prüfungsmaschine zur Untersuchung der Dauerfestigkeit von Werkstoffen nutzbar zu machen. Da bei dieser Sachlage die Maschine ganz unabhängig von den früheren elektromagnetischen Dauerprüfmaschinen von Kapp[1], Hopkinson[2] und Haigh[3] entwickelt wurde, unterscheidet sie sich auch grundsätzlich von diesen[4]. Die Firma Carl Schenck, Darmstadt, die sich besonders mit dem Bau dynamischer Maschinen und Apparate befaßt, hat die weitere konstruktive und praktische Durchbildung der Maschine übernommen[5]. In der heutigen Bauart ist die Maschine darauf eingerichtet, Prüfstäbe von 5 mm Durchmesser und 50 mm zyl. Länge aus beliebigem Material bis zum hochwertigen Stahl auf reine Schwingungsfestigkeit oder mit statischer Zusatzlast bei gleichbleibender Lastwechselgeschwindigkeit (30000 Lastper./min = 500 Lastper./s) über die Dauerfestigkeit hinaus so weit zu belasten, daß der Bruch nach kürzester Zeit eintritt.

Bei Erläuterung der Konstruktionsgrundlagen der Maschine ist grundsätzlich zwischen dem Antriebsystem und dem Meßsystem zu unterscheiden. Beide sind als gekoppelte Schwingungssysteme ausgebildet. Das Antriebsystem setzt sich zusammen aus einem mechanischen und einem elektrischen Schwingungssystem, die miteinander magnetisch gekoppelt sind. Der Antrieb erfolgt durch Speisung des elektrischen Schwingungskreises mit Wechselstrom (elektrische Zwangserregung). Beim Meßsystem liegen die Verhältnisse umgekehrt; die mechanische Zwangserregung ruft eine Wechselspannung in einem elektrischen Schwingungskreis hervor, die zur Messung verwandt wird.

b) Der mechanische Teil des Antriebsystems.

Der mechanische Teil des Antriebsystems besteht, für sich betrachtet, einschließlich des eingespannten Prüfstabes aus einem gekoppelten Schwingungssystem (Abb. 1 und 2). Da aber die Massen m_2 und m_3 gegenüber m_1 und die Federkonstante c[6] einer fest eingebauten Feder gegenüber der Federkonstanten des Prüfstabes c_p etwa zehnmal größer sind, so können in erster Annäherung m_2 und m_3 als ruhend angenommen werden. m_1 ist als Anker eines Elektromagneten ausgebildet, der in der Grundmasse m_2 eingebttet ist. Die Massen m_2 und m_3 sowie die Feder c sind unveränderlich. Je nach der Federeigenschaft c_p des Prüfstabes wird durch aufschraubbare Zusatzmassen die Ankermasse m_1 so geregelt, daß die Eigenschwingungszahl des mechanischen Schwingungssystems bei rund 500 Per./s zu liegen kommt[7].

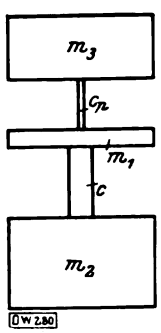


Abb. 1. Schema des mechanischen Schwingungssystems.

[1] Zusammenfassender Bericht: Mitt. Schwing.-Ausschuß V. d I. 1925, S. 5 u. 6.

[2] Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1173. 1928.

[3] Die meisten heutigen Dauerprüfmaschinen arbeiten mit einer Geschwindigkeit von 1000 bis 6000 Lastw.-Per./min = 17 bis 100 Lastw.-Per./s.

[1] Kapp: Z. V. d. I. Bd. 55, S. 1445. 1911.

[2] Hopkinson: Proc. Roy. Soc., London Bd. 86A, S. 131. 1912.

[3] Haigh: Engg., London Bd. 94, S. 721. 1912; J. Inst. Metals, London Bd. 18, Nr. 2. 1917.

[4] Z. techn. Phys. Bd. 6. S. 465. 1925.

[5] Engg., London Bd. 122, S. 722—24. 1926 und E. Lehr: Diss. T. H. Stuttgart 1925, S. 67—80.

[6] Als Federkonstante sei hier im Einklang mit W. Hort die Kraft in kg verstanden, die den Prüfstab um 1 cm zu dehnen vermag. In der Z. techn. Phys. Bd. 6, S. 465. 1925 hat c die Dimension cm/kg.

[7] Wegen ausführlicherer Darstellung des mechanischen Teiles s. Lehr a. a. O.

Digitized by Google

c) Elektrischer Teil des Antriebsystems.

Die Wirkungsweise des elektrischen Antriebes ist in Abb. 3 dargestellt. Ein Wechselstromerzeuger von

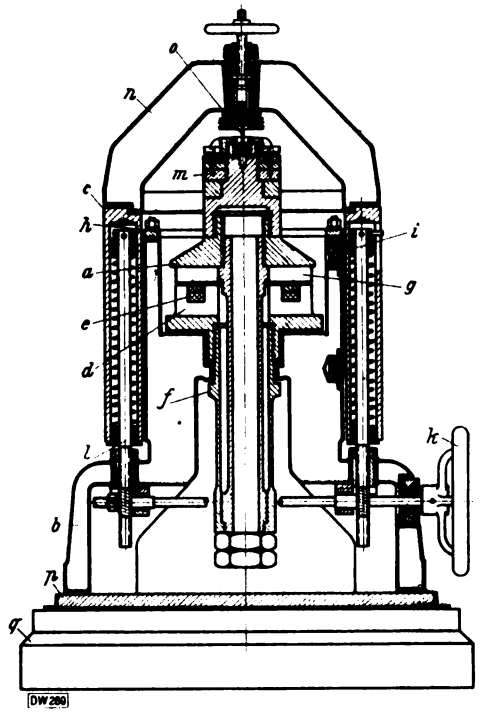


Abb. 2. Schnitt durch die Prüfmaschine.
a = Ankermasse m_1; b = Grundgestell m_2; c = Gegenmasse m_3; d = Magnet; e = Wicklung; f = Hauptfeder; g = Anker; h = Membrane; i = Führungsrollen; k = Elastische Höhenverstellung; l = Spindel; m = Massenregelung; n = Bügel; o = Prüfstab; p = Korkplatte; q = Sockel.

500 Per./s und ein Gleichstromerzeuger werden auf gemeinsamer Welle durch einen Synchron-Drehstrommotor angetrieben. In dem Stromkreis des 500-periodischen Wechselstroms liegt die Magnetisierungsspule des Elektromagneten, der die Masse m_1 zu mechanischen Schwingungen veranlaßt, des weiteren ein Kondensator und ein

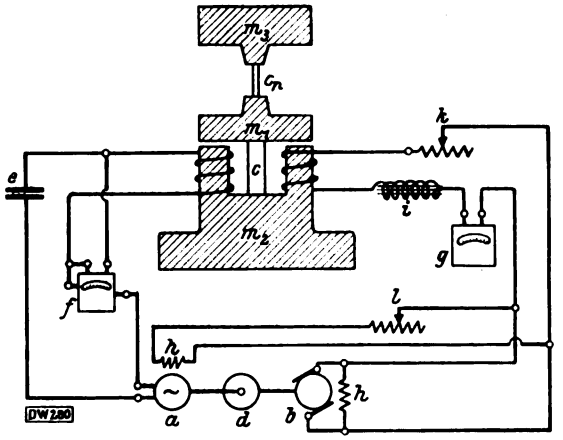


Abb. 3. Schema des elektrischen Antriebs.
a = Wechselstromerzeuger 500 Per./s; b = Gleichstromerzeuger 40 Volt; c = fest eingebaute Feder; c_p = Prüfstab; d = Drehstrommotor; e = Kondensator; f = Wattmesser; g = Amp.-Messer; h = Feld; i = Drosselspule; k Regelung der Gleichstromkopplung; l = Regelung der Prüfstabamplitude; m_1, m_2, m_3 = Schwungmassen.

Wattmeter. Die Kapazität des Kondensators ist so gewählt, daß ein elektrischer Schwingungskreis mit einer Eigenschwingungszahl von rund 500 Per./s entsteht. Der Gleichstrom von rund 40 Volt wird zur Felderregung des Wechselstromerzeugers benötigt.

Durch Widerstandsregelung dieses Felderregungsstromes läßt sich sehr bequem die Stärke des Wechselstromes und damit die mechanische Schwingungsamplitude der Masse m_1 bzw. der Dehnungsamplitude des Prüfstabes einstellen. Weiterhin dient der Gleichstrom zur Polarisierung des Elektromagneten und damit zur magnetischen Kopplung des elektrischen und mechanischen Schwingungssystems[1]. Eine starke Drosselspule unterbindet die Ausbildung induzierter Wechselströme im Gleichstromkreis.

Bei gekoppelten Schwingungsgebilden treten mehrere Resonanzkuppen auf. Im vorliegenden Falle — zwei Schwingungsgebilde — lassen sich beide Resonanzkuppen durch entsprechende Abstimmung der Kondensator-Kapazität, des Kopplungs-Gleichstroms und anderer Faktoren so einstellen, daß sie annähernd gleich hoch und dicht nebeneinander zu liegen kommen. Dies bedeutet für die Dehnungsamplitude des Prüfstabes eine verbesserte Konstanz bei Frequenzschwankungen des Wechselstroms (Abb. 4) gegenüber Verhältnissen mit nur einer Resonanzkuppe. Dem Nachteil des Arbeitens im Resonanzgebiet wird auf diese Weise also wirksam begegnet; denn die bisherigen nach dem Resonanzprinzip

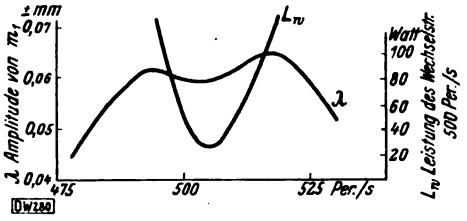


Abb. 4. Abhängigkeit von der Schwingungsamplitude λ und der Leistung des Wechselstroms von der Frequenz.

arbeitenden Schwingungsmaschinen[2] sind sehr empfindlich gegen Schwankungen in der Antriebsgeschwindigkeit oder den elastischen Eigenschaften des Prüfstabes und daher zu langem Dauerbetrieb ungeeignet[3]. Die Verbesserung der Konstanz in der beschriebenen Weise wird von der Signal-Gesellschaft Kiel seit längerem an Unterwasserschallsendern angewandt.

d) Meßsystem.

Damit die Schwingungsamplitude nicht in der Nähe der laut tönenden[4] Maschine abgelesen werden muß, ist an dieser ein elektrischer Schwingungsmesser mit Fernanzeige angebracht. Eine an der Masse m_1 befestigte Zunge aus lamelliertem Stahlblech schwingt in einem durch Gleichstrom erregten Magnetfeld; dadurch wird in einer zweiten Wicklung ein Wechselstrom induziert, dessen Spannung ein Maß für die Amplitude der Masse m_1

[1] Die Analogie zwischen mechanischen und elektrischen Schwingungen, zwischen Masse und Selbstinduktion, zwischen Federsteifigkeit und reziprokem Wert der Kapazität usw. ist so vollkommen, daß sich die Wechselwirkungen zwischen mechanischen und elektrischen Schwingungsgebilden ohne weiteres an äquivalenten rein elektrischen oder rein mechanisch gekoppelten Schwingungsgebilden studieren lassen.

[2] Z. V. d. I. Bd. 71, S. 1248. 1927; Z. techn. Phys. Bd. 2, S. 33—40. 1921.

[3] Siehe a. Proc. Roy. Soc., London Bd. 86A, S. 721. 1912.

[4] Hörbare Schwingungen sind solche zwischen 16 und rund 16000 Schwingungen/s.

Digitized by Google

ist und an einem Voltmeter abgelesen werden kann (Abb. 5). Durch Einschaltung eines Kondensators ist der

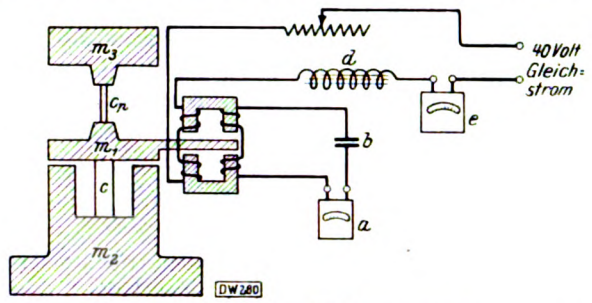


Abb. 5. Elektrischer Schwingungsmesser.
a = Voltmeter für die Amplitude von m_1; b = Kondensator; c = fest eingebaute Feder; c_p = Prüfstab; d = Drosselspule; e = Amperemeter; m_1, m_2, m_3 = Schwingungsmassen.

Wechselstromkreis des Schwingungsmessers zu einem elektrischen Schwingungskreis derart ausgebildet, daß er mit der mechanischen Zwangserregung durch die Masse m_1 in Resonanzwirkung steht. Auf diese Weise ergeben sich erhebliche Ausschläge am Wechselstromvoltmeter. Durch Einstellung eines verschieden starken Gleichstromes kann man außerdem die mechanische Zwangserregung und den elektrischen Schwingungskreis verschieden fest koppeln, wodurch die Ablesegenauigkeit der Amplitude von m_1 erhöht, oder im umgekehrten Falle der Meßbereich des Schwingungsmessers vergrößert wird. Der Schwingungsmesser läßt sich somit weitgehend den Bedürfnissen bei Versuchen mit verschieden gestalteten Stäben oder solchen aus verschieden elastischen Stoffen anpassen.

Der elektrische Schwingungsmesser kann durch eine optischen geeicht und von Zeit zu Zeit kontrolliert werden. Der optische Schwingungsmesser arbeitet in der Weise, daß die Ausschläge einer an m_1 befestigten Lichtmarke durch ein an m_3 befestigtes Meßmikroskop beobachtet werden.

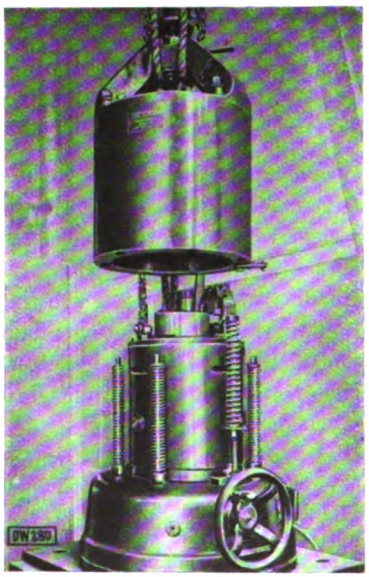


Abb. 6. Maschine (mit abgehobener Gegenmasse).

e) Weitere Ausrüstung der Maschine.

Gewisse Werkstoffe haben die Eigenschaft, im Zustand fortgesetzter Wechselbeanspruchung beträchtliche Mengen mechanischer Arbeit in Wärme umzusetzen. Dies bedingt eine Temperaturerhöhung des Stabschaftes, die im vorliegenden Falle mittels Thermoelementes gemessen werden kann. Um unzulässige Temperaturerhöhungen auszuschließen, kann mittels einer elektrisch angetriebenen Ölpumpe ein ständiger Ölstrahl gegen den Stabschaft geleitet werden.

Die Masse m_3 ruht auf Federn, deren Lager so verstellt werden können, daß nach Wunsch auf den Prüfstab keinerlei statische Zusatzlast entfällt.

Bei Bruch des Stabes schaltet sich die Maschine selbsttätig aus. Die Zahl der während eines Versuches zurückgelegten Schwingungen gibt ein Umdrehungszähler am Antriebsmotor an.

Die Abb. 6 zeigt den mechanischen Teil der Prüfeinrichtung bei abgehobener Gegenmasse m_3 (vgl. Abb. 1 und 2). In Abb. 7 ist daneben das elektrische Schaltpult zu sehen.

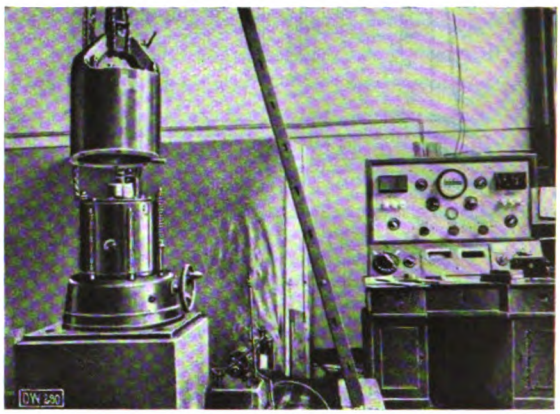


Abb. 7. Maschine mit Schaltpult.

II. Betriebserfahrungen mit der Maschine.

a) Belastungskonstanz.

Bei Materialprüfmaschinen mit pulsierendem Antrieb von hoher Frequenz und verhältnismäßig großem Prüfstabvolumen bietet der elektromagnetische Antrieb nach dem Resonanzprinzip bedeutende Vorteile[1], u. a. in der Ersparnis an aufzuwendender Betriebsenergie. Da die Prüfstabfederung c_p (Abb. 1) klein gegenüber der Rohrfeder c ist, sind Änderungen der elastischen Eigenschaften des Prüfstabes während eines Versuches nicht mehr von solch erheblichen Wirkungen wie bei Maschinen ohne eine derartige Hauptfeder (Hopkinson). Weiterhin ist das Resonanzgebiet durch die erwähnte Kopplung des mechanischen und elektrischen Schwingungssystems bedeutend verbreitert (s. Abb. 4). Zahlentafel 1 zeigt ein Versuchsprotokoll bei günstigen Betriebsverhältnissen und guter Abstimmung. Man erkennt die gute Konstanz der Stabdehnungsamplitude V_0 auch über Nacht, während die Leistung L_w und noch mehr die Spannung V_w des 500-periodischen Wechselstroms deutlich mit der Frequenz schwanken.

[1] Es erscheint fraglich, ob die Erzeugung einer konstanten Kraft-Amplitude von ± 2000 kg bei einer Dehnungsamplitude von ± 0,3 mm in einer Frequenz von 500 Per./s ohne Ausnutzung des Resonanzprinzips überhaupt praktisch möglich ist.

Digitized by Google

Zahlentafel 1. Protokoll eines Prüfstabes. Bezeichnung des Stabes: FR 10 (0,14% C-, 0,86% Si-Stahl geglüht).

Datum	Uhrzeit	Stand der Lastperiode in 10^3	V_r (J_r = 2,5 Amp.) in Teilstrecken	ε in 10^{-4}	Anzeige des Thermoelementes in °C	Gesamtleistung L_w in 2,5 Watt	Frequenz in Polwechsel/s	V_w in Volt
30.8.27	$8^{48,5}$	333480	90		20	23	100,8	57
	9^{08}		90,3	17,3	34,3	28	101,4	90
	9^{27}		90,0		34	25,5	101,0	65
	9^{38}		90,3		34	23	100,8	50
	10^{25}		90,0		33,8	26,5	101,0	80
	11^{00}		89,9		32,4	27	101,2	85
	11^{37}		90,4		32,1	25	100,9	55
	13^{19}		89,8	17,2	32	25	100,8	50
	15^{00}		89,3		31,8	24,5	101,0	58
31.8.27	8^{08}		89,3		31,0	24,9	101,0	75
	8^{10}	375890	Maschine abgestellt, Stab nicht gebrochen					

Leider aber liegen die elektrischen Stromverhältnisse beim Mat.-Prüf.-Amt recht ungünstig. Der Drehstrom aus dem Städtischen Elektrizitätswerk schwankt beträchtlich (maximal 49,5 bis 51,5 Pers./s = 4%). Auch hat sich gezeigt, daß sich der Grad der Amplitudenkonstanz mit der Belastungsamplitude selbst ändert (Abb. 8), so daß, um den Vorteil der Systemkopplung voll auszunutzen, die Abstimmungsgrößen mit der Belastung geändert werden müßten (Abb. 9), eine Komplikation, die die Handhabung der Maschine erschwert und die Bestimmung der im Prüfstab verzehrten Leistung aus der Leistung des Wechselstroms von 500 Pers./s praktisch unmöglich macht. Es ist daher der Einbau eines Fliehkraftreglers geplant, der die Schwankungen in der Antriebsfrequenz auf $\pm$ 0,1% beschränken soll.

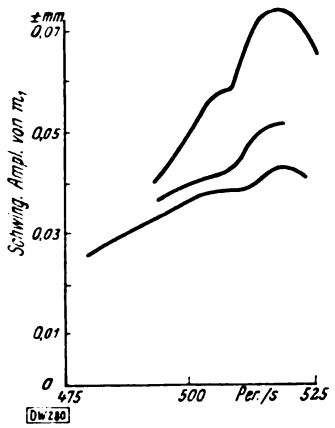


Abb. 8. Verhalten verschiedener Amplituden des Ankers bei veränderlicher Frequenz.

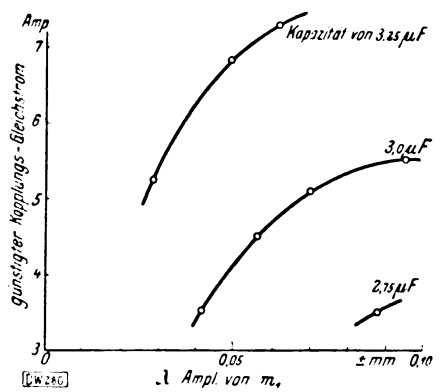


Abb. 9. Die günstigste Abstimmung ist abhängig vom Kopplungsgleichstrom der Kapazität im Wechselgleichstrom von 500 Per./s und der Amplitude λ der Ankermasse m_1.

b) Leistungsmessung.

Die vom Prüfstab verzehrte Leistung läßt sich aus der Differenz der Leistungen des Wechselstroms von 500 Per./s beim Betrieb mit und ohne Prüfstab ermitteln (Abb. 10). Die Größe dieser Leistungen schwankt aber, selbst bei verbesserter Konstanz der Prüfstabamplitude durch die im vorigen beschriebene Abstimmung der Schwingungskreise, derart erheblich mit der Antriebsfrequenz

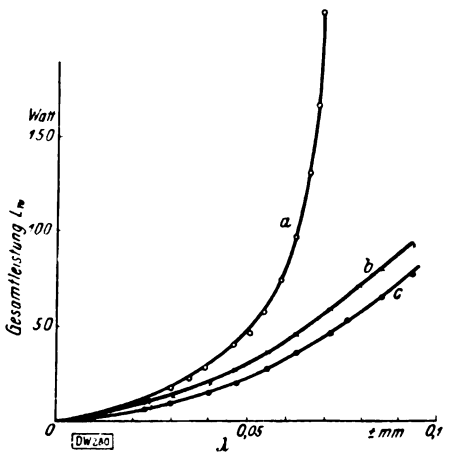


Abb. 10. Leistung L_w und Amplitude λ.
a = mit Prüfstab von großem Dämpfungsvermögen; b = mit Prüfstab von geringem Dämpfungsvermögen; c = ohne Prüfstab.

(Abb. 4), daß die Bestimmung der Prüfstableistung auf diesem Wege zur Zeit noch unzuverlässig ist. Nach Einbau des Reglers soll sich jedoch die Antriebsfrequenz für kurze Zeit und in geringem Umfang willkürlich ändern lassen. Es kann die genaue Leistung dann bei langsam zu- oder abnehmender Frequenz als Kleinstwert abgelesen werden.

c) Schwingungsmesser.

Die Maschine in ihrer heutigen Ausführung weist leider keine Einrichtung auf, die das Messen der den Prüfstab beanspruchenden Kraft unmittelbar gestattet. Will man die Schwingungsfestigkeit in kg/mm² angeben, so bleibt nichts anderes übrig, als auf Grund statischer Spannungs-Dehnungsdiagramme aus den statischen Dehnungen auf die dynamischen Spannungen zu schließen, ein Schritt, der immerhin bedenklich ist. Die Formänderungen beim langsamen statischen Zugversuch sind sicherlich andere als beim schnellen Zug-Druck-Wechsel-Versuch. Daß bei einzelnen C-Stählen unter Zugrundelegung des statischen E-Moduls eine größere Schwingungsfestigkeit als statische Streckgrenze gefunden wurde, daß bei Dauerbiegeversuchen, bei denen sowohl die Stabbeanspruchung als auch die Formänderung gemessen werden kann, meist eine ausgesprochene Neigungsänderung der $\sigma\varepsilon$-Linie in der Gegend der Schwingungsfestigkeit zu beobachten ist und daß bei vielen Untersuchungen auf der Zug-Druck-Maschine noch unterhalb der Schwingungsfestigkeit starke Stabdämpfung gemessen wird, spricht für eine Verkleinerung des E-Moduls in der Nähe der Schwingungsfestigkeit bzw. für teilweise unelastische Dehnungen, deren Größe nicht angegeben werden kann. Die Vervollständigung der Maschine durch Einbau eines direkten Kraftmessers wäre daher unbedingt zu empfehlen.

Der Ausschlag am elektrischen Schwingungsmesser ist proportional der Amplitude der Ankermasse, solange der Magnet im Schwingungsmesser von seiner Sättigungsgrenze hinreichend weit entfernt ist. Diese Bedingung ist

Digitized by Google

in der Tat erfüllt. Abb. 11 zeigt das Ergebnis einer optischen Eichung für zwei verschiedene Gleichstrompolarisationen J_0. Durch Einschalten eines Kondensators in

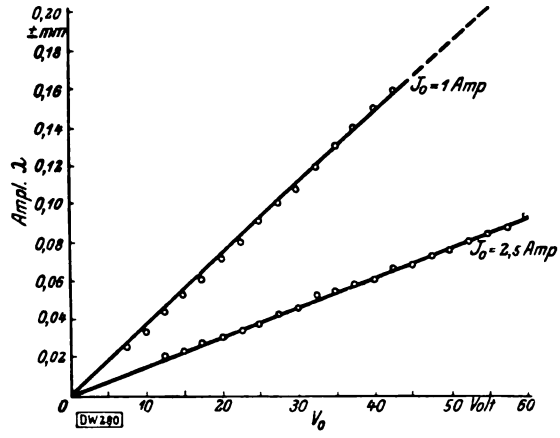


Abb. 11. Ergebnis einer opt. Schwingungsmesser-Eichung.

den elektrischen Schwingungsmesser-Stromkreis wird zwar die Schwingungsmesserspannung durch Resonanzwirkung außerordentlich erhöht, nämlich auf etwa 60 Volt, anderseits aber wird die Anzeige labiler Natur, da nunmehr Kuppenwerte einer Resonanzkurve gemessen werden. Die Meßgenauigkeit kann durch Temperaturschwankungen[1] der Spulen und der Kondensatorbatterie beeinträchtigt werden. Während der Versuchszeit wurde die optische Eichung ab und zu wiederholt. Die Zahlentafel 2 bzw. Abb. 12 zeigen, von der absichtlich vorgenommenen Veränderung (s. unter Bemerkungen der Zahlentafel 2) abgesehen, die ziemlichen Abweichungen in den einzelnen Eichkoeffizienten. Es ist offenbar nicht ratsam, mit Hilfe der Resonanzspitzen zu messen.

Zahlentafel 2.
Eichungen des elektrischen Schwingungsmessers.

Datum	Eichkoeffizient λ/V_0 in 10^{-3} mm/Volt		Die Eichung erfolgte mit Prüfstab 5 mm ∅ 50 mm zylindr. Länge aus	Bemerkung
	J_0 = 2,5 Amp.	J_0 = 1 Amp.		
14. 7. 27	1,96		Stahl	
28. 7. 27	1,83		„	
5. 8. 27	1,93		„	
8. 9. 26	1,97		„	
19. 10. 27	1,93		„	
26. 10. 27	1,92		„	
17. 11. 27	1,74		„	Spulen durch Kühlmittel (Bohrwasser) angegriffen.
26. 11. 27	1,66		„	Neue Spulen eingesetzt.
9. 12. 27	1,60	3,73	„	Kondensator neu abgestimmt.
20. 3. 28	1,63	3,86	„	
20. 4. 28		3,78	Skleron	
24. 8. 28	1,57	3,68	„	
	1,62		Stahl	
8. 9. 28	1,61	3,67	Skleron	Nach 5st. Vollbetrieb
	1,63	3,78	„	„ 12st. Stillstand.
3. 10. 28	1,58	3,78	„	
8. 11. 28	1,53	3,72	ohne Prüfstab	ohne Prüfstab geeicht

[1] Beträchtliche Schwankungen wird die Dämpfung (Ohmscher Widerstand) erfahren, was Änderung der Kuppenhöhe zur Folge hat.

Der erhebliche Unterschied der Eichkoeffizienten ohne Stab gegenüber denen mit Stab kann damit erklärt werden, daß der optische Schwingungsmesser die relative Bewegung zwischen den Massen m_1 und m_3, der elektrische Schwingungsmesser dagegen zwischen m_1 und m_2 mißt.

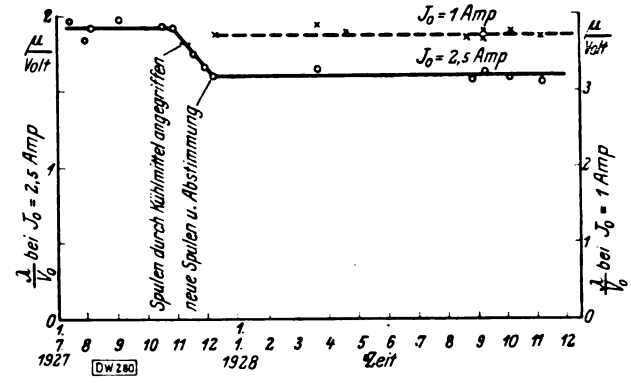


Abb. 12. Ergebnis vieler opt. Schwingungsmesser-Eichungen.

Dem Vernehmen nach beabsichtigt die Firma Schenck, ihre zukünftige Maschine statt mit elektrischem Schwingungsmesser mit einem optischen Spiegelapparat auszurüsten, der die Dehnungs-Amplitude, Beanspruchungs-Amplitude und Hysteresis-Schleife auf einer Mattscheibe abzulesen gestattet, ähnlich der optischen Meßvorrichtung an ihrer Dauer-Torsionsmaschine.

d) Leistungsgrenze der Maschine.

Ein sehr wichtiger Bestandteil der Maschine ist die Feder, die die Massen m_1 und m_2 verbindet. Sie besteht aus zwei Teilen und weist im ganzen drei Schraubstellen auf. Sobald die Federsteifigkeit im Laufe eines Versuches nur um weniges nachläßt, ändert sich naturgemäß der Betriebszustand beträchtlich, da die Resonanzlage gestört ist. Die Verschraubungen müssen daher unter so hoher Vorspannung stehen, daß selbst bei den höchsten Zug- und Druckkräften (bis 2 t) niemals eine Lockerung eintritt. Mit Rücksicht hierauf werden die Schrauben durch starke Schläge mit dem Vorschlaghammer auf einem rund 1,2 m langen Schraubenschlüssel angezogen. Trotzdem haben sich die Schraubenstellen teilweise, einmal nach einjähriger, das zweitemal nach zweimonatiger Betriebszeit, gelockert. Das Fortschreiten der Lockerung konnte am Nachlassen der Federelastizität bzw. an den erforderlich werdenden Zusatzmassen zu m_1 beobachtet werden. Der Fehler machte sich nur bei Betrieb mit großen Amplituden bemerkbar ($\pm$ 0,2 mm), wie sie zur Prüfung von hochwertigem Stahl oder Elektron vorkamen. Zur Zeit werden die Schraubenstellen mit Sicherungen versehen, die ein Sichselbstlösen unmöglich machen.

Was die Leistungsfähigkeit der Maschine überhaupt anlangt, so kann mit ihr jeder Werkstaff in Stabform von 5 mm Durchmesser und 50 mm zyl. Länge einschließlich vergüteten Cr-Ni-Stahles zu Bruch gebracht werden. Bezüglich der Amplitude ist die Maschine durch den Luftspalt von 0,40 mm Weite[1] zwischen den Massen m_1 und m_2 begrenzt. Die Begrenzung der Leistungsfähigkeit der Maschine ist hingegen weniger durch eine größte

[1] Bei einem E-Modul von $2{,}1 \cdot 10^4$ kg/mm² entspricht dies einem $\sigma = 168$ kg/mm².

Digitized by Google

Amplitude oder Höchstkraftäußerung, als vornehmlich in der Höchstleistung von rund 500 Watt, gemessen am Wechselstromkreis von 500 Pers./s, gegeben. Beachtenswert ist dabei, daß die Leerlaufleistung der Maschine mit der Amplitude stark zunimmt (siehe Abb. 13), so daß bei großen Amplituden weniger Leistung

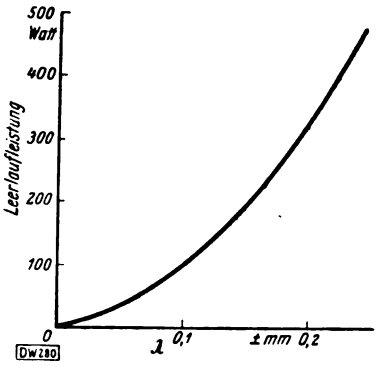


Abb. 13. Leerlaufsleistung.

zur Vernichtung im Prüfstab verbleibt. Besonders große Amplituden sind bei der Prüfung von hochwertigen Stählen und Leichtmetallen erforderlich. Da aber die Dämpfungsfähigkeit dieser Stoffe gering ist, so stellen geglühte Stähle höhere Anforderungen an die Leistungsfähigkeit der Maschine, ohne jedoch bei ordnungsmäßiger Abstimmung und bei Stababmessungen von 5 mm Durchmesser und 50 mm zyl. Länge die Leistungsgrenze zu erreichen.

e) Ölkühlung.

Erhebliche Schwierigkeiten machte die Kühlung des Prüfstabes, die bei Untersuchungen von stark dämpfendem Material unentbehrlich ist. Ein anderes Kühlmittel als Öl läßt sich wegen des nachteiligen Einflusses auf die Ermüdungsfestigkeit durch Korrosion[1] und auf die Isolierung der elektrischen Leitungen nicht verwenden. Am besten hat sich das Kühlen des Stabschaftes durch einen freien Ölstrahl bewährt. Eine geschlossene Umhüllung des Probestabes ließ sich nicht dicht halten und wurde bald aufgegeben; dasselbe gilt von einer Spritzverkleidung. Spritzen von Öl trat nach einiger Betriebszeit dadurch ein, daß an scharfen Kanten und Bohrungen der stark schwingenden unteren Stabeinspannung sich stehende, dickwandige Blasen in der abfließenden Öldecke bildeten, die schnell an Größe zunahmen, wieder zusammenschrumpften und sich augenscheinlich hinsichtlich ihrer Ausdehnung in labilem Zustand befanden[2]. Diese etwa walnußgroßen Blasen platzen hier und da so heftig, daß beträchtliche Ölmengen mehrere Meter weit geschleudert wurden. Als nach Einbau einer leistungsfähigeren Ölpumpe der Ölstrom bedeutend verstärkt werden konnte, trat diese Erscheinung nicht mehr im früheren Umfang auf. Aber erst nachdem die untere Einspannung durch eine bohrungs- und kantenfreie Blechschale verkleidet war, über die das Öl ungestört abfließen konnte, waren die lästigen Ölüberschwemmungen gänzlich behoben. —

[1] Stahleisen Bd. 48, S. 1680—1682. 1928.

[2] Siehe hierzu Wood und Loomis über Ultra-Schallwellen, Phil Mag. Bd. 4, Nr. 22. 1927; siehe a. Bericht von W. Bloch in den V. d. I.-Nachr. Bd. 9, Nr. 2, S. 3. 1929.

Andere Betriebsstörungen, die im Laufe der Versuchszeit oft eingetreten sind und leider lange Betriebspausen verursacht haben, konnten entweder ein für allemal behoben werden, oder aber sie haben mit der Maschine an sich nichts zu tun. Es lohnt deshalb nicht, näher darauf einzugehen.

III. Versuche.

a) Werkstoffe.

Zur Untersuchung gelangten verschiedene Gebrauchsstähle und Nichteisenmetalle (Zahlentafel 3). Um die Einflüsse von Glühungen, Oberflächenverletzungen, von statischer und Dauervorbeanspruchung, Kaltbearbeitung und Alterung zu erkennen, wurden die meisten Stoffe in verschiedenen Zuständen untersucht. Neben den Probestäben für die Dauer-Untersuchungen wurden aus jedem Material besondere Stäbe entnommen, die lediglich zur Ermittlung der statischen Festigkeitswerte, insbesondere des E-Moduls, dienten. Die in Zahlentafel 5 und 6 enthaltenen statischen Werte stellen Mittelwerte von meist drei Probestäben dar. Bei der Zerlegung des Probematerials wurde mit der Entnahmestelle für statische und Dauerversuchsstäbe gleichmäßig abgewechselt.

Zahlentafel 3 gibt eine Übersicht über die einzelnen Materialien bzw. Auskunft über ihre frühere Nutzanwendung, soweit es sich um neues Rohmaterial handelt.

b) Form des Prüfstabes.

Es steht außer Frage, daß die Form des Prüfstabes im Verein mit dem Wesen der Dauerprüfmaschine von bestimmendem Einfluß auf die ermittelte Schwingungsfestigkeit sein kann. Das Bestreben, Prüfstabformen ohne besonderen Gestalteinfluß zu finden, kommt in den mannigfaltigen, bisher untersuchten und in der Literatur beschriebenen Prüfstäben zum Ausdruck. Um Spannungshäufung zu vermeiden, wird der Übergang von Prüfstabschaft auf Stabkopf durch Hohlkehlen mit großem Radius angeordnet. Die Größe der Hohlkehlradien ist durch die Gesamtlänge des Probestabes und das Erfordernis begrenzt, den unter konstanter Prüfspannung stehenden Stabteil nicht zu klein werden zu lassen, andernfalls wird die Ausbildung eines Bruches auf eine bestimmte Stabstelle verlegt. Es wird in solchen Fällen ein verhältnismäßig geringes Stoffvolumen der Ermüdung unterworfen: dasselbe liegt vor, wenn bei Stäben die Belastung nicht über eine größere Stablänge konstant ist. Sicherlich darf man aber bei Versuchen mit Stäben ohne festgelegten gefährlichen Querschnitt auf bessere Gleichmäßigkeit der Ergebnisse rechnen[1]. Der Einfluß der Hohlkehlen ist theoretisch und experimentell untersucht worden[2]. Dabei hat sich gezeigt, daß die Spannungserhöhungen in Wirklichkeit geringer sind, als die Rechnung ergibt. Mit der Schwingungs-Dauerzug-Druck-Maschine können an sich beliebige Stabformen geprüft werden. Mit Rücksicht auf obige Gesichtspunkte und auf exakte Formänderungsmessungen wurden kreiszylindrische Stäbe mit kurzen

[1] Diese Ansicht wird auch von Moore und Kommers geteilt. The Fatigue of Metals (New York, Mc Graw Hill. 1927).

[2] Trans. Am. Soc. Mech. Engs. New York Bd. 47, S. 199. 1925.

Digitized by Google

Zahlentafel 3. Zusammenstellung der untersuchten Werkstoffe.

Bezeichnung entsprechend Zahlt. 5, 6 u. 11	Werkstoff	Chem. Bestandteile in vH d. Gew.										Entnommen aus	Bemerkungen
		C	Si	Mn	P	S	Cu	Cr	Ni	Co	As		
1—4	C-Stahl	0,79	0,33	0,68	0,017	0,039	0,21	0,05	0,11	0,02		Kolbenstange 235 mm Dmr für Schiffsmaschine	Die Kolbenstange war nach kurzer Betriebszeit gebrochen und wies starke innere Spannungen auf.
5	,,	0,42	0,29	0,49	0,038	0,035	0,30	0,08	0,12			Kobenstange 75 mm Dmr	Im Betriebe nach kurzer Zeit gebrochen.
6—7	,,	0,32	0,13	0,62	0,08	0,06	0,03	0,009	0,03		0,08	Rundstahl 20 mm Dmr	Rohmaterial.
8—10	,,	0,30	0,14	0,62	0,07	0,05	0,03	0,009	0,03		0,07	Rundstahl 20 mm Dmr	Rohmaterial.
11—12	,,	0,27	0,26	0,61	0,04	0,05	0,21	0,03	0,06			[redacted]-Stahl 25 · 40 mm	Rohmaterial.
13—14	,,	0,26	0,22	0,70	0,04	0,02						[redacted]-Stahl 25 · 40 mm	Rohmaterial.
15—16	,,	0,11	0,13	0,62	0,05	0,04	0,07	0,04	0,08		0,035	Rundstahl 21,5 mm Dmr	Rohmaterial.
17—26	,,	0,05	0,01	0,48	0,07	0,02	0,04	0,01	0,03			Kolbenstange 75 mm Dmr	Die Kolbenstange gehörte zu einer Dampfmaschine (Zylinder 475mm Dmr, 10 at, 95 U/min geliefert 1911) und brach nach 14jähriger Betriebszeit an der Keilaussparung.
27—30	Si-Stahl	0,21	0,97	0,59	0,07	0,05	0,14					Rundstahl 16 mm Dmr	Rohmaterial.
31—32	,,	0,15	0,80	0,62	0,04	0,04						Rundstahl 20 mm Dmr	Rohmaterial.
33—36	,,	0,14	0,86	0,68	0,06	0,04	0,14					Rundstahl 16 mm Dmr	Rohmaterial.
37—40	,,	0,09	0,86	0,70	0,06	0,05	0,18					[redacted]-Stahl 25 · 40 mm	Im SM-Ofen hergestellt; Rohmaterial.
41—47	Cr-Ni-Stahl	0,45	0,28	0,38	0,009	<0,001	0,17	1,21	4,21	0,81W		Rundstahl 18,5 mm Dmr	Rohmaterial.
48	Gußeisen	2,90	1,29	0,76	0,21	0,11							Die Versuchsstäbe 12 mm Dmr, zylindrische Länge, wurden fertig bearbeitet angeliefert.
49—54	Nickel	98,45 Ni 0,16 Cu 0,71 Fe 0,61 Co 0,11 C 0,03 Si										gezogene Rundstange 16 mm Dmr	Rohmaterial.
55—59	Handelskupfer, Stange 1	0,03 Ni 99,59 Cu Spuren Fe 0,012 Sn 0,026 Sb 0,022 Bi Spuren Pb 0,28 As										desgl.	Rohmaterial.
60—63	Handelskupfer, Stange 2	0,07 Ni 99,52 Cu Spuren Fe 0,030 Sn 0,038 Sb 0,004 Bi 0,06 Pb 0,23 As										desgl.	Rohmaterial.
64—67	Lautal	4,16 Cu 0,37 Fe 2,19 Si 93,28 Al										desgl.	Rohmaterial.
68—70	Skleron	Spuren Ni 2,96 Cu 0,47 Fe 11,87 Zn 0,31 Si 0,83 Mn 83,51 Al Spuren Mg 0,05 Li										desgl.	Rohmaterial.
71—73	Elektron	0,01 Cu 0,005 Fe 0,18 Si 10,65 Al 89,16 Mg										desgl.	Rohmaterial

Digitized by Google

Hohlkehlen gewählt, deren letzter Übergang zum zylindrischen Stabteil sehr allmählich erfolgt. Die kurzen Hohlkehlen sind erforderlich, weil bei der hohen Frequenz Dehnungsmesser am Stabschaft unmittelbar nicht angebracht werden können, ohne daß der Stab unzulässig stark geklemmt oder verletzt würde. Die meisten Untersuchungen wurden mit Stäben nach Abb. 14 angestellt. Die größten bisher auf der Maschine untersuchten Stäbe

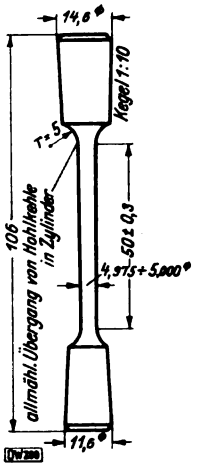


Abb. 14. Normale Prüfstabform und Größe.

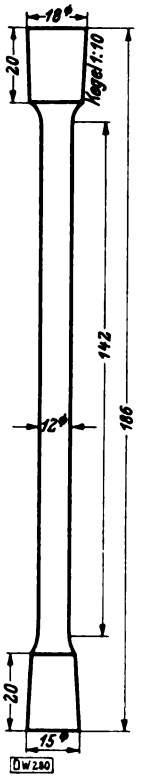


Abb. 15. Größter Prüfstab.

Zahlentafel 4[1].

	Zahl der gerissenen Stäbe	Davon in Hohlkehle	Davon im mittleren cm des Stabschafts
Stähle	129	32	42
Nichteisenmetalle . . .	52	19	21
Zusammen	181	51	63

infolge beiderseitiger Einspannung des Probestabes in den Hohlkehlen die größte zusätzliche Beanspruchung hervorrufen. Es ist daher die zentrische Führung der Einspannköpfe und ihre feine Nachstellbarkeit sehr wertvoll. In Wirklichkeit wird die Größe der zusätzlichen Biegungsbeanspruchung auch hier bedeutend geringer sein, als die Rechnung ergibt. Aus statischen Knickversuchen ist bekannt[2], daß bei ganz kleinen Ausknickungen die starre Einspannung praktisch keineswegs wirksam ist. Nimmt man statt der Einspannung Spitzenlagerung an, so entfällt jegliche zusätzliche Biegungsbeanspruchung.

Die zulässigen Prüfstababmessungen werden durch folgende drei Bedingungen bestimmt:

1. Damit die Maschine ordnungsmäßig im Resonanzgebiet arbeiten kann, darf die Steifigkeitsziffer[3] des Probestabes nur $c \leqq 10000$ kg/mm sein.

2. Der Schwingungsausschlag der Maschine sei auf $\lambda = \pm 0{,}25$ mm beschränkt.

3. Der Stab darf bei Druckbeanspruchung nicht ausknicken.

Die graphische Tafel in Abb. 16 gestattet ohne weiteres die zulässigen Stababmessungen für die meisten Metalle,

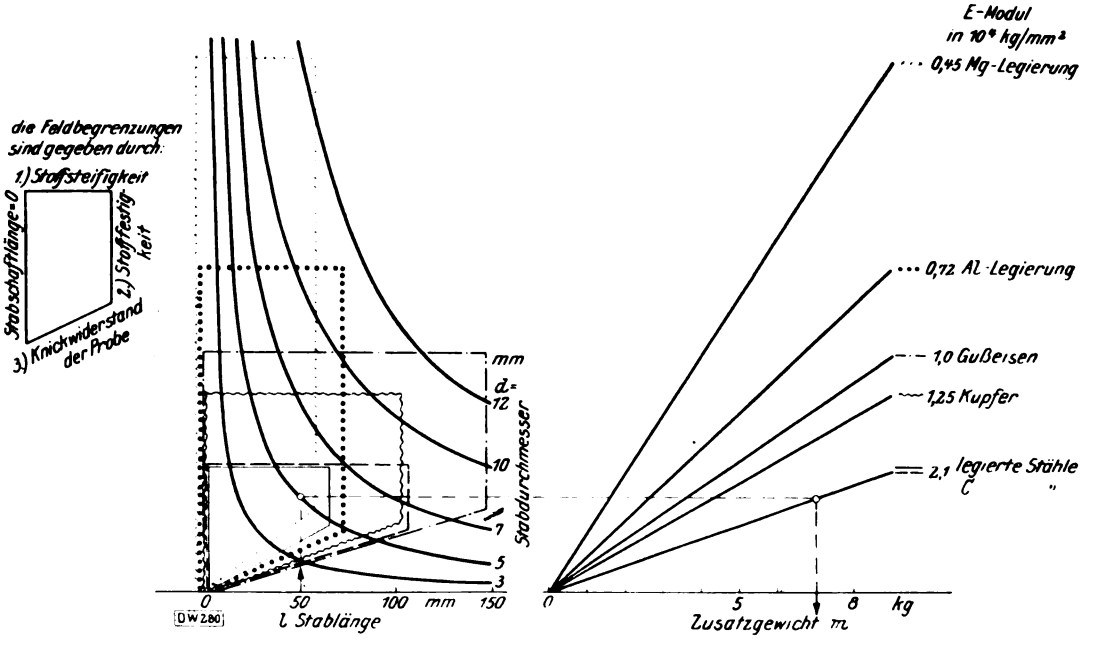


Abb. 16. Graphische Tafel zur Ermittelung der zulässigen Probestab-Abmessungen l, d und der zugehörigen Zusatzgewichte m.

stellt die Abb. 15 dar. Die Zahlentafel 4 veranschaulicht daß die Spannungshäufung in den Hohlkehlen nicht allzu groß sein kann, andernfalls hätten fast alle Stäbe dort brechen müssen. Die Erfahrung hat gelehrt, daß Brüche in den Hohlkehlen besonders begünstigt werden, wenn die Stäbe geringe zusätzliche Biegung[1] erfahren, die sowie die erforderlichen Zusatzgewichte an der Ankermasse m_1 der Maschine zu entnehmen.

[1] Bei beiderseits vollkommen starr eingespanntem Stab würde sich ergeben:

$$\sigma'_{max} = \left(3\frac{E \cdot d}{l^2} + 8\frac{\sigma_D}{d}\right)e,$$

σ'_{max} = zusätzliche Biegungsbeanspruchung an den Einspannstellen. $E = E$-Modul; l = Stablänge; σ_D = Schwingungsbeanspruchung; d = Stabdurchmesser; e = Abstand der Stabtangenten an den Einspannstellen.

[1] In Zahlentafel 4 sind Versuchsstäbe mit absichtlicher Oberflächenverletzung (IV K) nicht mit aufgeführt.

[2] Z. V. d. I. Bd. 49, S. 907. 1905.

[3] Steifigkeitsziffer $c = P/\lambda = Ef/l$ (siehe auch Fußnote 6 auf S. 40).

Digitized by Google

Zahlen-

Versuchsergebnisse an

r.

1	2	3
Bezeichnung	Werkstoff	Zustand
1	0,79% C-Stahl	Anlieferung, Innen a)
2		„ „ verletzt b)
3		„ Außen a)
4		„ „ verletzt b)
5	0,42% C-Stahl	Anlieferung
6	0,32% C-Stahl	Anlieferung
7		geglüht c)
8	0,30% C-Stahl Stange 2	Anlieferung
9		geglüht c)
10	Stange 4	Anlieferung
11	0,27% C-Stahl	Anlieferung
12		„ verletzt b)
13	0,26% C-Stahl	Anlieferung
14		geglüht c)
15	0,11% C-Stahl	Anlieferung
16		geglüht c)
17	0,05% C-Stahl	Anlieferung
18		„ lang niedrig vorbel.
19		„ kurz hoch vorbel.
20		„ „ „ „ gealtert i)
21		„ „ „ „ geglüht d)
22		geglüht c)
23		„ lang niedrig vorbel.
24		„ kurz hoch vorbel.
25		„ verletzt b)
26		„ „ lang niedrig vorbel.
27	0,21% C-, 0,97% Si-Stahl	geglüht c)
28		Anlieferung
29		„ 10% gereckt, gealtert
30		„ 15% „ „
31	0,15% C-, 0,80% Si-Stahl	Anlieferung
32		geglüht c)
33	0,14% C-, 0,86% Si-Stahl	geglüht c)
34		Anlieferung
35		„ 10% gereckt, gealtert
36		„ 15% „ „
37	0,09% C-, 0,86% Si-Stahl	Anlieferung
38		„ kurz vorbel.
39		„ lang niedrig vorbel.
40		„ verletzt
41	Cr-Ni-Stahl	Anlieferung
42		vergütet h)
43		„ lang niedrig vorbel.
44		„ verletzt b)
45		geglüht g)
46		„ lang niedrig vorbel.
47		„ verletzt b) lang niedrig vorbel.
48	Gußeisen	allseitig bearbeitet

Digitized by Google

tafel 5.

Stählen und Gußeisen.

4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	
Statische Werte								Dauerversuchs-Werte						
								Kein Bruch		Bruch				
in kg/mm²						in %		bei ε in 10^{-4}	nach N in 10^6	bei ε in 10^{-4}	nach N in 10^6	ε_D in 10^{-4}	σ_D in kg/mm²	
σ_E 0,003 %	σ_S')	σ_{SU}	σ_B	σ_S/σ_B	$E/10^4$	δ	ψ							
~31	39,5	—	75,6	0,522	2,11	17	39	17,8	16,5	18,5	0,5	17,8	37,5	
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	~14,4	~31	
~38	44,5	—	74,5	0,597	2,10	19	43	19,4	18,4	20	1,9	19,4	40,7	
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	~16	~33,6	
20	44*	40	63	0,699	2,12	23	62	16,6	19,9	16,6	0,8	16,6	35,2	
~25	37,4*	—	61,4	0,610	2,095	23,3	57	—	—	—	—	j)	—	
~22	33,7*	—	57,9	0,582	2,104	23,1	54	12,9	20,3	13,4	14,6	13,1	27,5	
28	38*	—	60	0,634	2,094	23,1	58	—	—	14,4	10,2	14,2	29,8	
~22	32,1*	—	56,4	0,570	2,102	23,3	54	12	25,3	12,2	5,2	12	25,3	
24	42*	—	62,4	0,67	2,083	21,6	57	16,3	50,3	—	—	16,3	34,1	
26	42,8*	34,9	52,7	0,81	2,09	29	70	16,4	12,2	16,8	0,7	16,4	34,2	
—	—	—	—	—	—	—	—	12,8	23,4	13,3	7,9	12,8	26,7	
23	33,2*	28,6	51,7	0,641	2,08	28,1	63	14,8	11,1	14,8	4,0	14,8	30,8	
~24	30,4*	26,2	49,2	0,618	2,111	28,2	63	14,9	31	15,1	1,4	14,9	31,2	
~20	33,2*	—	39,5	0,841	2,126	35,2	80	11,2	10,3	11,5	0,8	11,2	23,8	
~15	35,4*	23,5	39,7	0,892	2,118	33,7	79	11,3	33,1	11,7	6,4	11,3	24	
7÷16	17,7*	13,9	34	0,520	2,12	32	76	12,3	20,9	12,8	0,3	12,3	26,1	k)
12	16,6*	14,1	35,1	0,473	2,2	30	77	13,3	6,1	12,4	2,5	12,8	28,2	k)
9,7	24	—	37,7	0,637	2,07	19	76	9,6	23,2	10,8	9,6	10	20,7	
22,5	22,5*	18,3	36,7	0,613	2,11	12	73	10,4	25,1	10,9	5,5	10,4	22	k)
20,4	20,4	—	35,2	0,580	2,09	~30	75	—	—	10,4	8,9	10	20,9	
24	30,7*	23,5	37,4	0,820	2,12	36	79	12,8	10,1	13,6	7,8	12,8	27,1	
17,3	21,7	—	37,7	0,575	2,15	33	78	13,6	2,8	14,4	2,3	13,6	29,2	k)
21	34,2	—	40,4	0,85	2,10	13	77	—	—	—	—	—	—	
—	—	—	—	—	—	—	—	8	14,7	10,4	1,7	9	19,1	
—	—	—	—	—	—	—	—	11,2	12,0	12	1,1	11,3	24,3	
21	41,3*	36,6	52,8	0,782	2,13	29	63	17,3	39,4	17,8	2,0	17,3	36,8	
30	48,7*	41,9	58	0,840	2,12	27,3	64	17,5	31,6	17,6	4,6	17,5	37,1	
60	68,0*	68,0	68,7	0,992	2,10	12,1	56	18,4	15,1	18,6	3,0	18,4	38,6	
~80	72,3*	72,3	72,3	1,00	2,09	9,7	54	18,8	35,4	19,2	3,1	18,8	39,4	
31	45,6*	40,2	61,1	0,747	2,10	24,5	59	18,6	42,3	19,2	3,5	18,6	39,1	
25	40,5*	35,3	57	0,710	2,10	24	57	17,3	32,4	18	0,2	17,3	36,3	
27	43,5*	36,2	51,0	0,853	2,116	32	66	17,2	42,4	17,2	2,7	17,2	36,4	
24	50,8*	40,4	54,8	0,927	2,11	29,9	67	18,2	23,5	18,3	0,8	18,2	38,4	
40	64,1*	63,2	64,4	0,996	2,10	13,3	62	18,3	37,7	18,8	2,8	18,3	38,4	
55	69,3*	68,7	69,4	0,999	2,10	11,1	62	17,5	42,4	18,6	4,1	18,3	38,4	
23	38,4*	36,2	51,1	0,750	2,12	30,2	71	17,8	14,5	18,0	12,1	17,9	38	
—	—	—	—	—	—	—	—	18,4	10,7	19,2	0,2	18,4	39,2	l)
—	—	—	—	—	—	—	—	18,4	15,5	20	2,6	~19	~40,5	
—	—	—	—	—	—	—	—	16	14,9	16,8	1,4	16	34	
~27	~67	—	~109	0,615	2,00	31	47	—	—	—	—	—	—	
95	127,5	—	150	0,850	2,02	8	50	34 34,3	19,6 6,6	36	2,3	34,3	69,3	
—	—	—	—	—	—	—	—	34 36	19,4 18,8	36 38	2,1 3,6	35	70,7	
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	29	0,7	~27	~54,5	m)
~32	~69*	~67	96	0,719	2,01	14	57	29,0	31,9	29,8 29,0	3,4 1,1	29	58,3	
—	—	—	—	—	—	—	—	33,0	13,7	35,3	0,8	33	66,4	
—	—	—	—	—	—	—	—	28	23,2	30	0,7	28	56,3	n)
10,7	23	—	26,9	0,963	1,22	0,5	0	6,6	10,7	7,9	~0,1	7	8,5	o)

Digitized by Google

Zahlen-

Versuchsergebnisse an

1	2	3
Bezeichnung	Werkstoff	Zustand
49	Nickel	Anlieferung
50		geglüht e)
51		„ lang niedrig vorbel. $\varepsilon = 8$ $N = 1$
52		„ „ „ „ 8 80
53		„ „ „ „ >8 >200
54		geglüht e) verletzt b) lang niedrig vorbel. $\varepsilon > 8$ $N > 200$
55	Handelskupfer Stange 1	Anlieferung
56		„ lang niedrig vorbel. $\varepsilon = 8$ $N = 20{,}2$
57		geglüht f)
58		„ kurz hoch vorbel. $\varepsilon = \sim 14$ $N = \sim 0{,}07$
59		geglüht f) gereckt um 16%
60	Handelskupfer Stange 2	Anlieferung
61		„ verletzt b), lang niedrig vorbel. $\varepsilon = 6{,}4$ bis $12{,}8$ $N = 136$.
62		geglüht f)
63		„ lang niedrig vorbel. $\varepsilon = 7{,}2$ $N = 17{,}2$.
64	Lautal normal	Anlieferung
65		„ lang niedrig vorbel. $\varepsilon = \sim 19{,}2$ $N = 10{,}7$
66		„ verletzt b) lang niedrig vorbel.
67		„ lang niedrig vorbel.
68	Skleron vergütet	Anlieferung
69		„ verletzt b)
70		„ „ lang niedrig vorbel.
71	Elektron	Anlieferung
72		„ lang niedrig vorbel. $\varepsilon = \sim 27$ $N = 25$
73		„ verletzt b), lang niedrig vorbel.
74		„ kurz hoch vorbel.

Anmerkungen zu den Versuchsergebnissen in Zahlentafel 5 und 6.

a) Die Proben waren am Innen- bzw. Außenmantel der hohlen Kolbenstange entnommen.
b) Die Verletzungen bestanden in Rillen von rd. 0,03 mm Tiefe und rund 0,05 mm Breite.
c) Geglüht $^1/_2$ St. bei 900°, langsames Erkalten.
d) Geglüht $^1/_2$ St. bei 850°, langsames Erkalten.
e) Geglüht $^1/_2$ St. bei 750°, langsames Erkalten.
f) Geglüht $^1/_2$ St. bei 600°, langsames Erkalten.
g) Geglüht 2 St. bei 630°, langsames Erkalten.
h) Vergütet durch Abschrecken in Öl von 850°. $2^1/_2$ St. Anlassen auf 400°.
i) Gealtert 2 St. bei 250°.
j) Die Werte aus dem Dauerschwingungsversuch streuen sehr stark infolge Klemmung des Stabschaftes durch Thermoelement.
k) Die Werte für σ_D liegen zu hoch, da durch Dauerbeanspruchung die obere Streckgrenze verlorengeht (Abb. 42).
l) Die kurze Beanspruchung lag nur wenig oberhalb σ_D.
m) Durch die Oberflächenbeschädigung wird beim vergüteten Cr-Ni-Stahl ε_D um etwa 22% herabgedrückt.
n) Durch die Oberflächenbeschädigung wird beim geglühten Cr-Ni-Stahl ε_D um etwa 15% herabgedrückt.
o) Mit dieser Versuchsreihe sollte untersucht werden, ob Wachstumserscheinungen (Dampfturbinengehäuse) durch Dauerschwingungsbeanspruchung allein hervorgerufen werden können. — Es konnte bei einer Genauigkeit der Längenmessung von 0,04 mm selbst auf 140 mm Meßstrecke kein Wachsen festgestellt werden.
p) Brüche traten neben der Verletzung auf. Kein Einfluß der Oberflächenbeschädigung auf ε_D bei Handelskupfer.
q) Die Verletzungen bewirken eine Abnahme von ε_D bei Lautal um etwa 8%.
r) Als σ_s ist die obere Streckgrenze, soweit eine solche nicht vorhanden, die Spannung mit 0.2% bleibender Dehnung eingetragen. Die oberen Streckgrenzenwerte sind durch * kenntlich gemacht.
s) σ_D/ε_D wurde mit $2.11 \cdot 10^{-4}$ kg/mm² angenommen.

Bei der Wahl des Durchmessers muß auf das Verhältnis von Kopfdurchmesser und Stabdurchmesser geachtet werden, um Brüche im eingespannten Stabkopf zu vermeiden. Elektronstäbe mit Köpfen wie in Abb. 14 brachen bei 8 und 7 mm Schaftdurchmesser regelmäßig im Kopf, während von 6 mm Schaftdurchmesser an regelmäßig Brüche im Schaft auftraten. Die Verhältnisse sind für verschiedene Stoffe und Zustände nicht gleichartig. Denn während bei hoch vergütetem Cr-Ni-Stahlstäben nach Abb. 14, also mit 5 mm Schaftdurchmesser, noch mehrfach Brüche im Stabkopf auftraten, brachen bei dem viel spröderen Gußeisen alle Stäbe in den Ab-

Digitized by Google

tafel 6

Nichteisenmetallen

4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	
Statische Werte								Dauerversuchs-Werte						
								Kein Bruch		Bruch				
in kg/mm²						in %		bei ε in 10^{-4}	nach N in 10^6	bei ε in 10^{-4}	nach N in 10^6	ε_D in 10^{-4}	σ_D in kg/mm²	
σ_E 0,003%	σ_S %	σ_{SU}	σ_B	σ_S/σ_B	$E/10^4$	δ	ψ							
27,1	77	—	85	0,906	2,11	7,5	59	—	—	—	—	—	—	
7,7	13,6	—	~53	0,255	1,95	—	—	8	335,7	8,8	53,9	8	16,9	s)
9,7	18,3	—	53,3	0,346	2,17	42	75	—	—	—	—	8	16,9	
11,4	21	—	53,3	0,395	2,2	41	73	—	—	—	—	8	16,9	
—	—	—	—	—	—	—	—	10,0	134,7	11,0	8,2	10,0	21,1	s)
—	—	—	—	—	—	—	—	10,0	94,3	11,0	38,1	10,0	21,1	
8,6	33,3	—	34,5	0,96	1,22	7	69	9,6	43,5	11,2	7,5	9,6	11,8	
17	35,2	—	37,1	0,95	1,3	2	55	8,8	10,8	9,6	13,1	9,2	12,0	
0	8,7	—	22,4	0,389	1,14	47	74	8,0	35,3	8,8	3,2 30,9	8,3	9,5	
8,4	13	—	25,1	0,519	1,14	35	70	—	—	—	—	—	—	
8,3	23,6	—	27,1	0,87	1,14	27	70	—	—	—	—	—	—	
5	25,7	—	27	0,952	0,75	9,3	84	—	—	—	—	<12	<9	
—	—	—	—	—	—	—	—	13,6	12,3	14,4	0,2	13,6	10,1	p)
0	3,3	—	22,9	0,144	1,1	49	69	7,2	17,2	7,2 8,0	8,8 17,2	7,2	7,9	
8	12,5	—	25,4	0,49	1,2	45	62	—	—	—	—	—	—	
10÷13	20,5	—	38,0	0,540	0,72	26	44	20,6	16,9	21,6	2,9	20,6	14,7	
11÷14	20,4	—	38,6	0,529	0,722	30	44	20,2	9,9	21,0	13,5	20,2	14,5	
—	—	—	—	—	—	—	—	20,2	1,0	21,0	0,5	—	—	q)
—	—	—	—	—	—	—	—	21,8	1,0	22,6	0,7	—	—	
19	30,7	—	46,4	0,662	0,73	15	21	20,6	20,5	70,6	1,8	20,6	15	
—	—	—	—	—	—	—	—	16,8	13,6	18,8	3,5	~17,2	~12,5	
—	—	—	—	—	—	—	—	18,8	10,2	20,6	0,4	18,8	13,6	
6÷10	23	—	36,7	0,627	~0,408	8	11	30,1	22,2	30,1	11,7	30,1	12,3	
12	25	—	34,9	0,716	~0,41	7,4	11	30,1	12,5	31,9	0,2	30,1	12,3	
—	—	—	—	—	—	—	—	26,4	6,6	26,4	0,8	~26	~10,6	
16	27,2	—	38,3	0,65	~0,43	8	11	—	—	—	—	—	—	

Zeichenerklärung zu den εN-Schaubildern in Abb. 17 bis 38

	Anlieferung	geglüht	vergütet
Mit Oberflächenverletzung	○ ×	·○ ·×	|○ |×
Durch Schwingungen lang niedrig vorbelastet bzw. stufenweise gesteigert	●	·●	|●
Durch Schwingungen lang niedrig vorbelastet bzw. stufenweise gesteigert mit Oberflächenverletzung	⊗	·⊗	|⊗
Durch Schwingungen kurz hoch vorbelastet	⌀	·⌀	|⌀
Durch Schwingungen kurz hoch vorbelastet, anschließend lang niedrig vorbei	◙	·●	|●
Durch Schwingungen kurz hoch vorbelastet, gealtert	△	·△	|△
Durch Schwingungen kurz hoch vorbelastet, geglüht	◌	·◌	|◌
Kalt gereckt	+	·+	|+
10% kalt gereckt, gealtert	⧆	·⧆	|⧆
15% kalt gereckt, gealtert	⊞	·⊞	|⊞

Versuchspunkte ohne Bruch des Prüfstabes sind mit → gekennzeichnet.

messungen nach Abb. 15 im Schaft oder in der Hohlkehle.

An Stahlstäben (20 mm Durchmesser, 200 mm zylindrische Länge) war bereits bei den umfangreichen Dauer-Zug-Druck-Versuchen im Mat.-Prüf.-Amt um das Jahr 1910 die Erfahrung gemacht worden, daß die Gewindeköpfe einen mehr als dreimal so großen Kernquerschnitt als der Stabschaft aufweisen mußten, damit die Brüche noch im Schaft auftraten[1].

[1] Memmler und Schob: Versuche über Schwingungsfestigkeit im Staatl. Materialpr.-Amt, Mitt. Schwingungsausschuß V. d. I. 1925, S. 5—6.

Digitized by Google

c) Ermittlung der Schwingungsfestigkeit.

Gerade bei Dauerschwingungsversuchen kann die Art der Durchführung von grundlegendem Einfluß auf die Ergebnisse sein. Auf Grund eigener und allgemeiner Erfahrungen bei der Prüfung auf Schwingungsfestigkeit sowie im Einklang mit den Ausführungen im nächsten Abschnitt sind hinsichtlich der Versuchsdurchführung folgende Bedingungen zu stellen:

1. Die einzelnen Probestäbe sollen aus ein und derselben Stange entnommen sein.

2. Sie sollen gleiche Abmessungen aufweisen und in gleicher Weise bearbeitet sein. Besonders soll die Staboberfläche gleich gut geschliffen und frei von zufälligen Verletzungen sein.

3. Durch gelegentliche Überlastungen wird die Schwingungsfestigkeit herabgedrückt, durch lange Unterbeanspruchung erhöht. Es darf daher jeder einzelne Prüfstab, der zur Ermittlung der Schwingungsfestigkeit dienen soll, nur unter einer konstanten Belastung geprüft werden. Zur Untersuchung auf einer anderen Belastungsstufe muß ein neuer Prüfstab verwendet werden.

4. Die Staboberfläche muß auch während des Versuchs sorgfältig vor Verletzungen geschützt werden. Selbst schwach ätzende Einwirkungen setzen die Schwingungsfestigkeit stark herab. Leitungswasser darf daher als Kühlmittel nicht verwendet werden. —

Zur Bestimmung der Schwingungsfestigkeit wurden von jedem Material und Zustand meist sechs Versuchsstäbe in gleicher Weise sorgfältig hergestellt. Die Herstellung macht besonders bei den weichen Stoffen (geglühtem Kupfer) große Schwierigkeiten. Es durften nur ganz feine Späne heruntergearbeitet werden, um Verbiegungen der Stäbe zu vermeiden. Der letzte Arbeitsgang erfolgte auf einer Präzisionsrundschleifmaschine. Hier machte besonders das Schleifen von Aluminium Schwierigkeiten. Das Zusetzen der Schleifscheibe konnte nach Anwendung einer Spezialschleifscheibe der Firma Becker, Berlin-Hermsdorf, bei reichlicher Kühlung mit Natriumkarbonat-Lösung verhindert werden.

Aus jeder Versuchsreihe wurde zunächst ein Stab mit stufenweise gesteigerter Belastung beansprucht und im Verlauf dessen der Anstieg der Maschienenleistung und Prüfstabtemperatur ermittelt. Die Schwingungsfestigkeit wurde bei derjenigen Belastungsstufe vermutet, bei der ein schneller Anstieg der Leistung und Stabtemperatur einsetzt[1]. Nach diesem Vorversuch wurde zur regelrechten Bestimmung der Schwingungsfestigkeit übergegangen. Ein neuer Stab wurde mit einer konstanten Belastung eingestellt, die der voraussichtlichen Schwingungsfestigkeit entsprach. Trat nach weniger als 10 Millionen Lastperioden ein Bruch ein, so wurde der nächste Stab bei etwas geringerer Belastung geprüft. Hielt der Stab hingegen weit mehr als 10 Millionen Lastperioden ohne zu brechen aus, so wurde ein neuer Stab etwas höherer Belastung unterworfen. Der Raum zwischen der niedrigsten Belastung, bei der ein Stab noch brach, und der höchsten, bei der nach weit mehr als 10 Millionen Lastperioden kein Bruch auftrat, konnte je nach Vorrat an Stäben weitgehend verkleinert und so die Schwingungsfestigkeit durch Eingrenzen bestimmt werden. Neben den Dauerschwingungs-Untersuchungen wurden statische Zugversuche mit Spiegelfeinmessung an Stäben von gleichem Durchmesser ausgeführt, um von der Schwingungsverformbarkeit[1] auf die Schwingungsfestigkeit schließen zu können[2]. Außer der Bestimmung der Schwingungsfestigkeit in verschiedenen Zuständen (Anlieferung, geglüht, gereckt und gealtert) interessierte der Einfluß von Schwingungs-Vorbeanspruchung verschiedener Höhe und Dauer sowie von Oberflächenverletzungen. Zu den Prüfungen des Einflusses solcher Vorbelastung konnten teilweise Stäbe weiterverwendet werden, die bei der Ermittlung der Schwingungsfestigkeit nicht zu Bruch gegangen waren.

d) Allgemeine Zusammenstellung der Versuchsergebnisse.

Eine Zusammenstellung der statischen Endwerte und der Werte aus den Dauerschwingungsuntersuchungen findet sich in Zahlentafel 5 und 6 vor. Die Ergebnisse der Dauerschwingungsuntersuchungen sind noch eingehender in den Abb. 17 bis 38 graphisch dargestellt, Es geht aus diesen das Verhalten der einzelnen Prüfstäbe hervor.

e) Gegliederte Darstellung der Versuchsergebnisse.

Aus der Gesamtzusammenstellung der Versuchsergebnisse in Zahlentafel 5 und 6 sind die bedeutungsvollen Punkte nicht ohne weiteres zu erkennen. Aber auch die graphischen Figuren, bei denen der Hauptwert auf vollständige Darstellung gelegt wurde, vermitteln eine gute Übersicht nur für jeweils einen Werkstoff. Es ist daher nicht überflüssig, einige Versuchsergebnisse durch kleinere, übersichtlichere Zahlentafeln und Schaubilder nach bestimmten Gesichtspunkten hervorzuheben:

Die Zahlentafel 7 gibt eine Zusammenstellung einiger statischer Werte und der Schwingungsfestigkeit verschiedener Metalle im Anlieferungs- und geglühten Zustand wieder. Bei den C-Stählen nimmt die Schwingungsfestigkeit in demselben Sinne, jedoch in geringerem Maße als die Bruchfestigkeit mit zunehmendem C-Gehalt zu. Es scheint jedoch dieser Einfluß des C-Gehalts bei vorherrschendem Si-Gehalt geringer zu sein. Hoher Si-Gehalt hebt die Schwingungsfestigkeit über das Maß hinaus, das dem C-Gehalt allein entspricht. Die veredelnde Eigenschaft von Cr, Ni und W kommt auch in der Schwingungsfestigkeit zum Ausdruck, allerdings nicht so stark wie in der Bruchfestigkeit. Glühen bewirkt nur geringe Ermäßigung der Schwingungsfestigkeit, bei C-armem Eisen sogar eine geringe Erhöhung, welche Erscheinung eine Parallele in der gleichsinnigen Veränderung der Bruchfestigkeit findet. Bei Gußeisen und den Nichteisenmetallen liegt die Schwingungsfestigkeit, bezogen auf die Bruchfestigkeit, niedriger als bei den Stählen. Bei Kupfer zeigt sich wie bei Stahl, daß das Glühen die Schwingungsfestigkeit bedeutend weniger heruntersetzt als die Bruchfestigkeit.

[1] Werkz.-Masch. Bd. 31, S. 400 bis 408. 1927.

[1] Siehe allgemeine Zeichenerläuterung unter ε_D.

[2] Siehe S. 43 unter II., c) Schwingungsmesser.

Digitized by Google

Die Umkehrung der Tatsache, daß das Glühen die Schwingungsfestigkeit im allgemeinen nur in geringem Maße herabsetzt, besagt, daß Verfestigung durch mechanische oder thermische Vorbehandlung die Schwingungsfestigkeit nur wenig erhöht. Hinsichtlich Kaltverfestigung mit nachfolgender Alterung findet sich diese Tatsache in den Abb. 39 und 40 an zwei Si-Stählen in vollstem Maße bestätigt. Die Ordinatenmaßstäbe von σ und ε sind im Verhältnis der E-Moduli gewählt, so daß ein unmittelbarer Vergleich zwischen der ε_D- und der σ-Ordinate in diesen Abbildungen ermöglicht ist. Der Gegensatz zwischen der starken Erhöhung der statischen

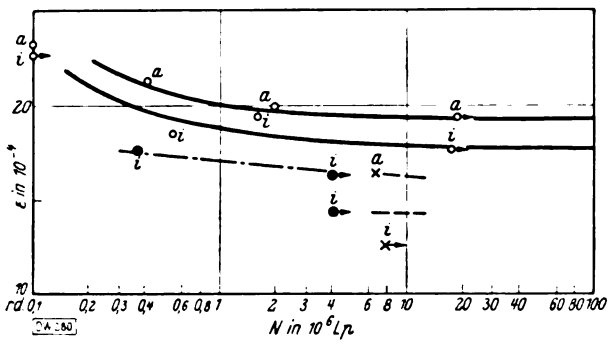


Abb. 17. 0,79% C-Stahl.

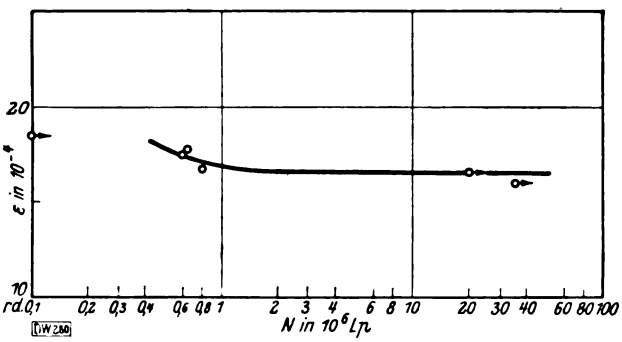


Abb. 18. 0,42% C-Stahl.

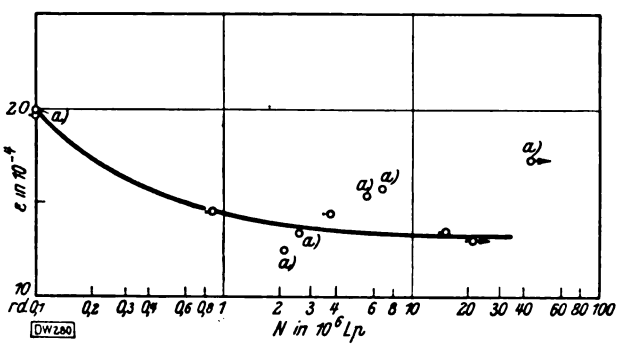


Abb. 19. 0,32% C-Stahl.
a Die starke Streuung der Prüfstäbe im Anlieferungszustand ist auf die Klemmwirkung eines Thermoelements am Stabschaft zurückzuführen.

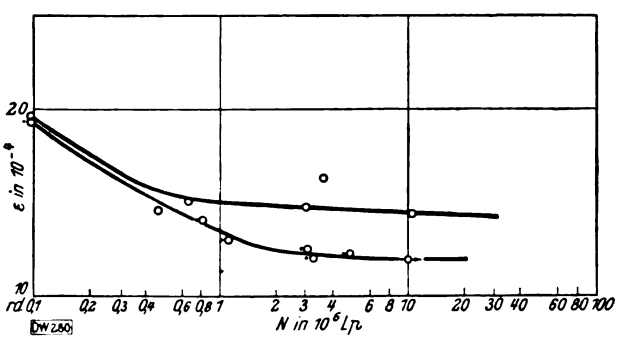


Abb. 20. 0,30% C-Stahl.

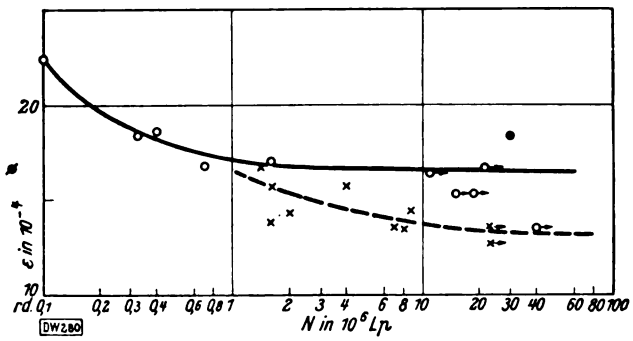


Abb. 21. 0,27% C-Stahl.

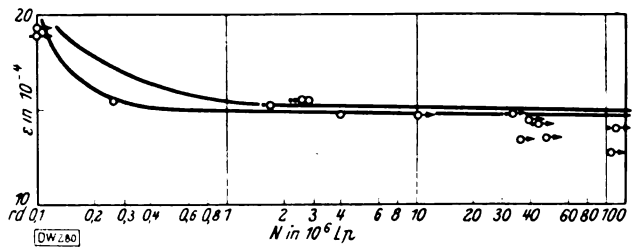


Abb. 22. 0,26% C-Stahl.

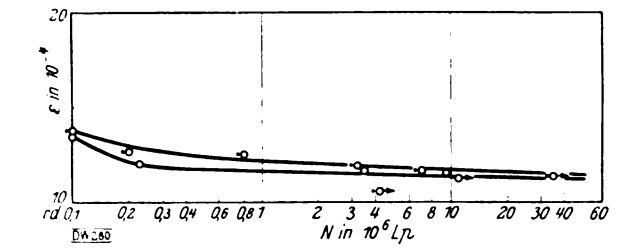


Abb. 23. 0,11% C-Stahl.

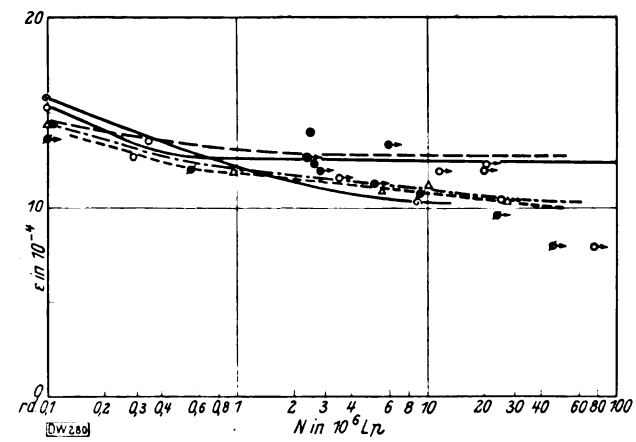


Abb. 24. 0,05% C-Stahl (Anlieferung).

Digitized by Google

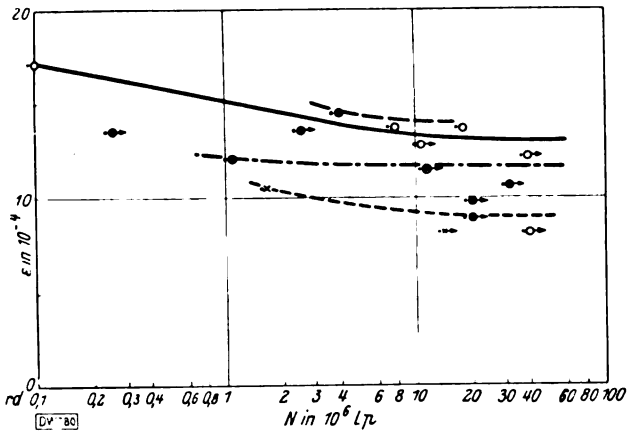


Abb. 25. 0,05% C-Stahl (geglüht).

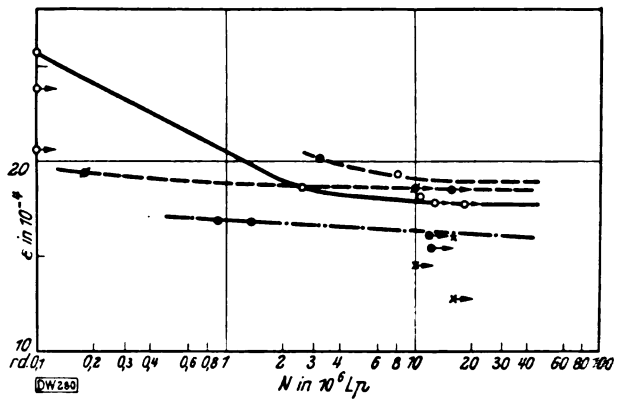


Abb. 29. 0,09% C-, 0,86% Si-Stahl.

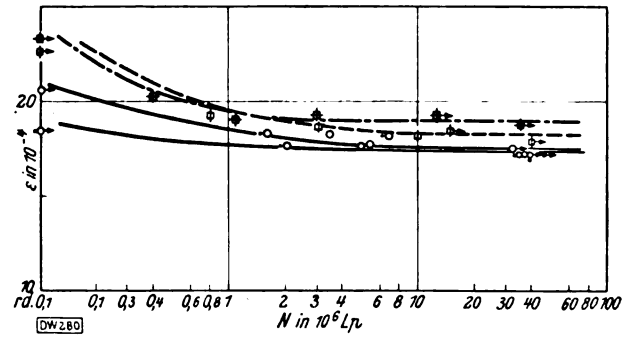


Abb. 26. 0,21% C-, 0,97% Si-Stahl.

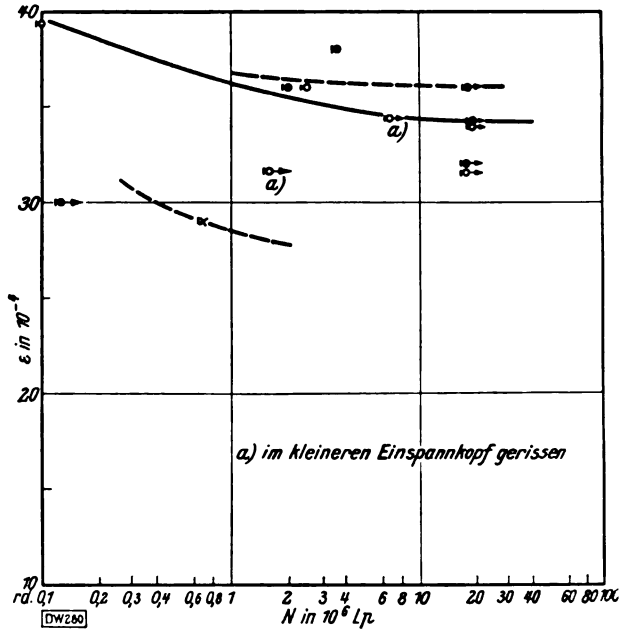


Abb. 30. Cr-Ni-Stahl (vergütet).

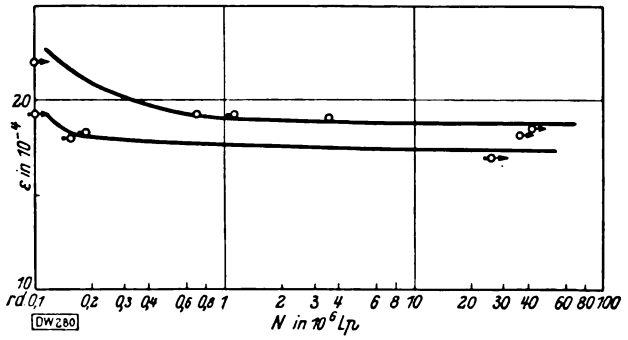


Abb. 27. 0,15% C-, 0,80% Si-Stahl.

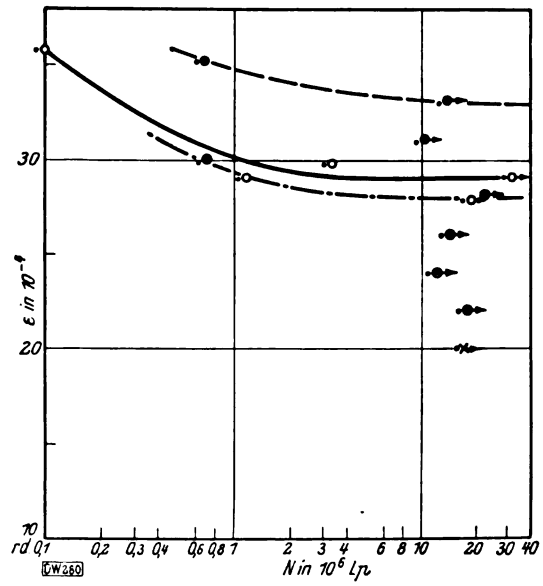


Abb. 31. Cr-Ni-Stahl (geglüht).

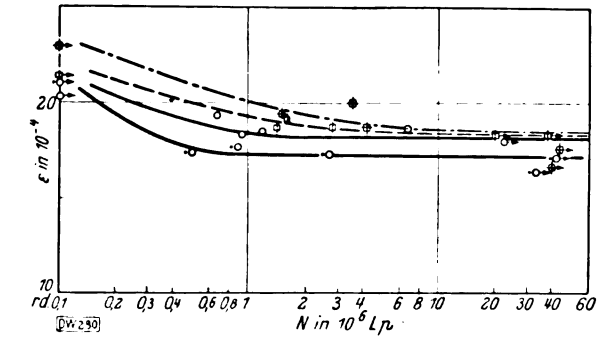


Abb. 28. 0,14% C-, 0,86% Si-Stahl.

Digitized by Google

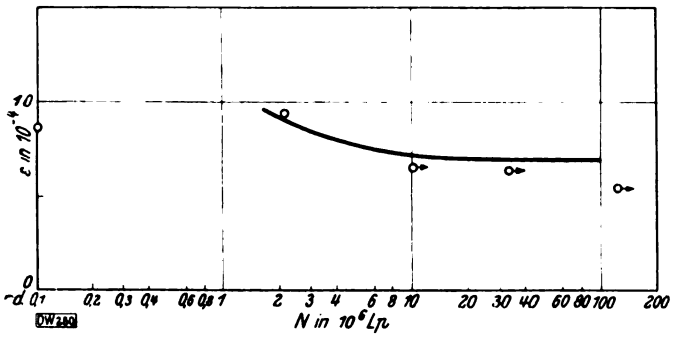


Abb. 32. Gußeisen.

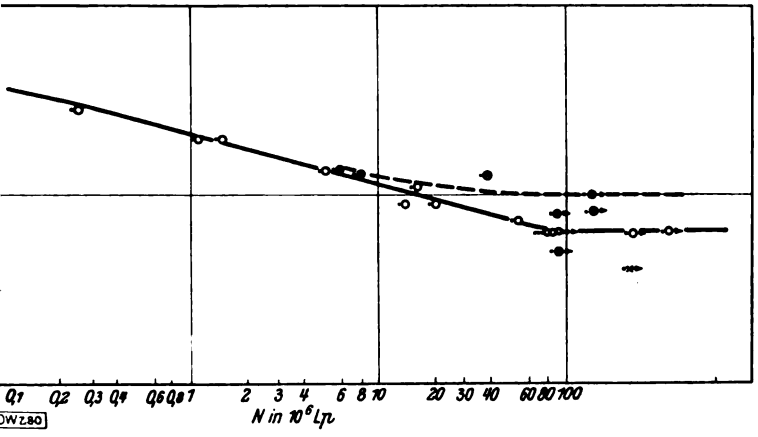


Abb 33. Nickel (geglüht).

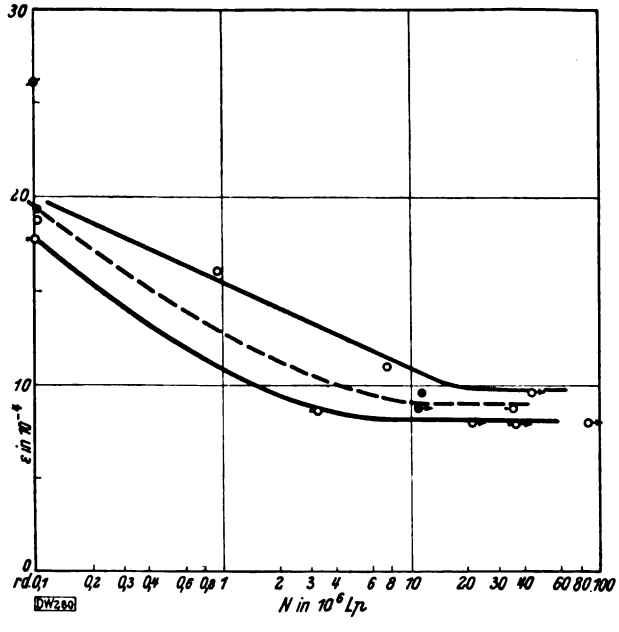


Abb. 34. Handelskupfer, Stange 1.

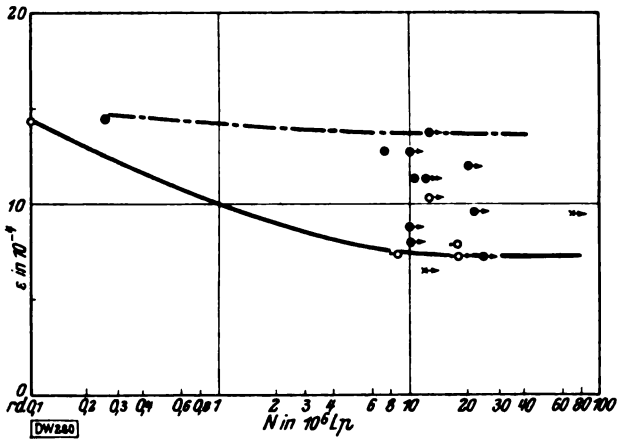


Abb. 35. Handelskupfer, Stange 2.

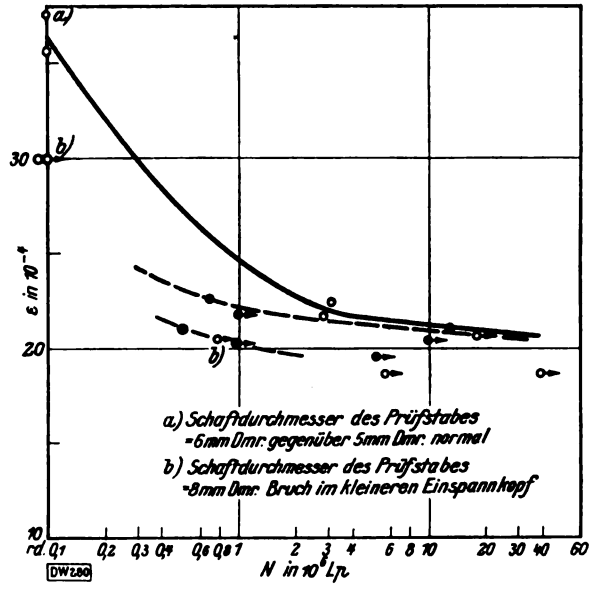


Abb. 36. Lautal (normal).

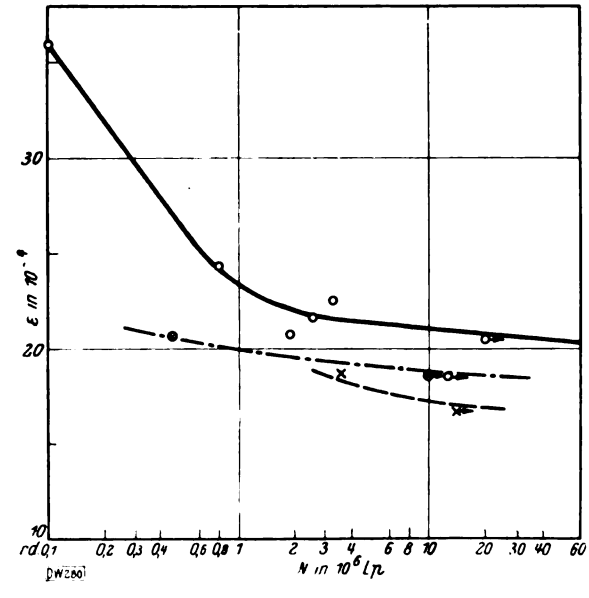


Abb. 37. Skleron (vergütet).

Digitized by Google

$\sigma\varepsilon$-Linie und der geringeren Erhöhung der ε N-Linie aus Dauerschwingungsversuchen infolge thermischer Vergütung an Cr-Ni-Stahl ist in Abb. 41 in der gleichen sinnfälligen Weise zum Ausdruck gebracht.

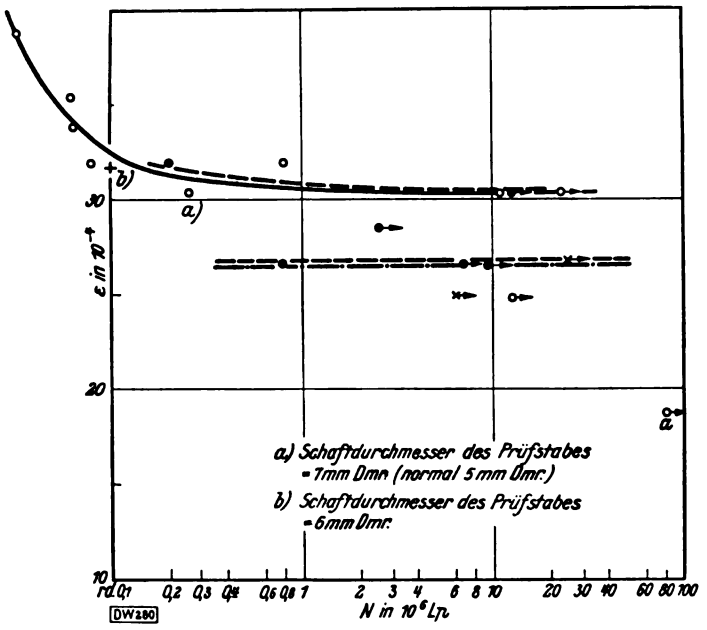


Abb. 38. Elektron.

Gegen thermische Vergütung zeigt sich die Schwingungsfestigkeit jedoch nicht ganz so widerstandsfähig als gegen mechanische Kaltverfestigung, am wenigsten gegen Vergüten durch chemische Zusammensetzung. Weitere Versuche sind erforderlich, um den Grad der Gültigkeit dieser Regel bei weiteren Werkstoffen nachzuweisen.

Dauerschwingungsbeanspruchung verändert den Werkstoff und ist daher von Einfluß auf die Schwingungsfestigkeit. Aus der Zahlentafel 8 geht hervor, daß lange und niedrige Dauer-Vorbeanspruchung die Schwingungsfestigkeit bei Stahl um 5 bis 10% erhöht, während sie durch kurze Überbeanspruchung bedeutend erniedrigt werden kann. Entgegen diesem Verhalten erhöht sich die Bruchfestigkeit und die 0,2 %-Streckgrenze in beiden Fällen. Wird bei Stahl statt der 0,2%-Streckgrenze die obere Streckgrenze verzeichnet — wie auch in Zahlentafel 8 —, so zeigt diese ein entgegengesetztes Verhalten, für das sich im späteren Abschnitt IVe eine natürliche Erklärung vorfindet.

Der Werkstoff wird durch jede Dauerbeanspruchung, sei es lange Unter- oder kurze Überbeanspruchung, spröder, was in einer Verminderung der Bruchdehnung und der Bruchquerschnittsverminderung zum Ausdruck kommt.

Bei der Veränderung des Werkstoffes durch schwingende Dauer-Vorbeanspruchung spielt die Höhe der Belastung eine weit größere Rolle als die Anzahl der Lastperioden.

Werden im sauber geschliffenen zylindrischen Teil der Probestäbe feine Rillen eingeschabt, so wird die Schwingungsfestigkeit solcher Stäbe weit stärker beeinflußt, als der Querschnittsverringerung entspricht. Der Anteil der Abnahme, der dem Einfluß der Oberflächenverletzung allein zuzuschreiben ist, ist bei den einzelnen Werkstoffen und Zuständen verschieden.

Zahlentafel 7. Statische Werte und Schwingungsfestigkeit verschiedener Wertstoffe.

	Anlieferung						geglüht					
	σ_S	σ_B	δ	ψ	σ_D in kg/mm²	$\frac{\sigma_D}{\sigma_B}$	σ_S	σ_B	δ	ψ	σ_D in kg/mm²	$\frac{\sigma_D}{\sigma_B}$
	in kg/mm²		in %				in kg/mm²		in %			
0,79% C-Stahl	42	75	18	41	39,6	0,53	—	—	—	—	—	—
0,42% „	44	63	23	62	35,2	0,56	—	—	—	—	—	—
0,32% „	37,4	61,4	23	57	—	—	33,7	57,9	23,1	54	27,5	0.48
0,30% „	38	60	23	58	29,8	0,50	32,1	56,4	23	54	25,3	0.45
0,27% „	42,8	52,7	29	70	34,2	0,65	—	—	—	—	—	—
0,26% „	33,2	51,7	28	63	30,8	0,60	30,4	49,2	28	63	31,2	0.63
0,11% „	33,2	39,5	35	80	23,8	0,60	35,4	39,7	34	79	24	0,60
0,05% „	17,7	34	32	76	26,1	0,77	30,7	37,4	36	79	27,1	0,73
0,21% C-, 0,97% Si-Stahl	48,7	58	27	64	37,1	0,64	41,3	52,8	29	63	36,8	0,70
0,15% „ 0,80% „	45,6	61,1	25	59	39,1	0,64	40,5	57	24	57	36,3	0,64
0,14% „ 0,86% „	50,8	54.8	30	67	38,4	0,70	43,5	51	32	66	36,4	0,71
0,09% „ 0,86% „	38,4	51,1	30	71	38	0,74	—	—	—	—	—	—
0,45% C-, 1,21% Cr-, 4,21% Ni-, 0,81% W-Stahl a)	67	109	31	47	—	—	—	—	—	—	—	—
b)	127,5	150	8	50	69,3	0,46	~60	96	14	57	58,3	0,61
Gußeisen	23	26,9	0,5	0	8,5	0,32	—	—	—	—	—	—
Nickel	77	85	7,5	59	—	—	13.6	53.3	41	73	16,9	0,32
Handelskupfer, Stange 1	33,3	34,5	7	69	11,8	0,34	8,7	22,4	47	74	9,5	0,42
Handelskupfer, Stange 2	25,7	27	9	84	—	—	3,3	22.9	49	69	7,9	0,34
Lautal, normal	20.5	38	26	44	14,7	0.39	—	—	—	—	—	—
Skleron, vergütet	30.7	46,4	15	21	15	0,32	—	—	—	—	—	—
Elektron vergütet	23	36,7	8	11	12,3	0.34	—	—	—	—	—	—

a) Anlieferung b) vergütet — geglüht

Digitized by Google

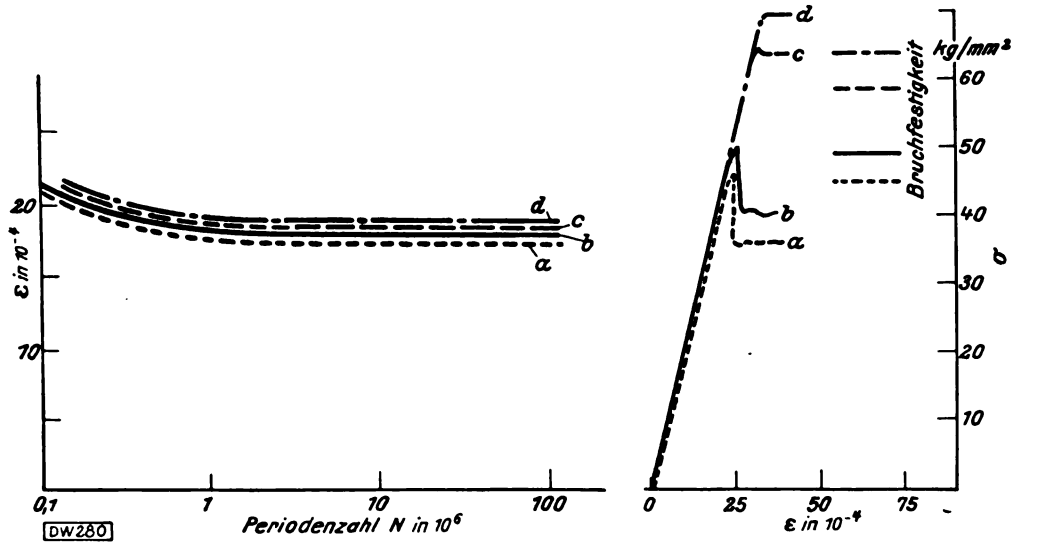


Abb. 39. 0,21% C-, 0,97% Si-Stahl.

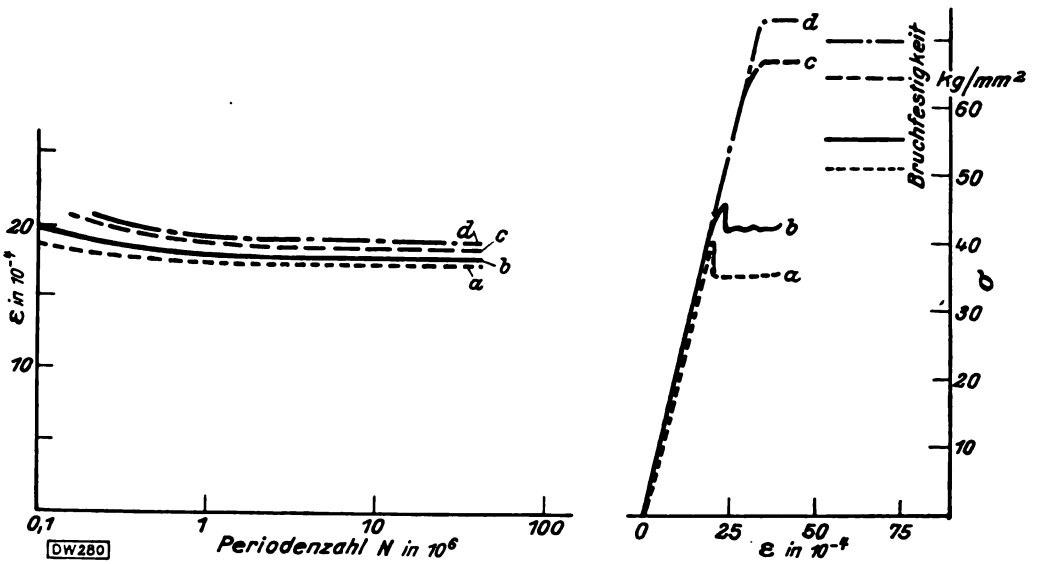


Abb. 40. 0,14% C-, 0,86% Si-Stahl.

Abb. 39 und 40. Änderung der Schwingungsfestigkeit und der statischen $\sigma\varepsilon$-Linie durch Kaltverformung und Alterung an Si-Stahl. *a* = geglüht; *b* = Anlieferung gewalzt; *c* = 10% kalt gereckt, 2 Stunden bei 250° gealtert; *d* = 15% kalt gereckt, 2 Stunden bei 250° gealtert.

Zahlentafel 8. Veränderung der Werkstoffe durch schwingende Dauervorbeanspruchung.

Werkstoff	Zustand	Ohne Dauervorbeanspruchung					Mit Dauervorbeanspruchung									
							lang niedrig					kurz hoch				
		σ_S bzw. σ 0,2 %	σ_B	δ	ψ	σ_D	σ_S	σ_B	δ	ψ	σ_D	σ_S	σ_B	δ	ψ	σ_D
		in kg/mm²		in %		in kg/mm²	in kg/mm²		in %		in kg/mm²	in kg/mm²		in %		in kg/mm²
0,05% C-Stahl	Anlieferung	17,7	34	32	76	26,1	16,6	35,1	30	77	28,2	24	37,7	19	76	20,7
0,05% „	geglüht a)	30,7	37,4	36	79	27,1	21,7	37,7	33	78	29,2	34,2	40,4	13	77	—
0,09% C-, 0,86% Si-Stahl	Anlieferung	38,4	51,1	30	71	38	—	—	—	—	~40,5	—	—	—	—	39,2b)
Cr-Ni-Stahl	vergütet	127,5	150	8	50	69,3	—	—	—	—	70,7	—	—	—	—	—
„	geglüht	~69	96	14	57	58,3	—	—	—	—	66,4	—	—	—	—	—
Nickel	geglüht	13,6	53,3	41	73	16,9	21	53,3	41	73	16,9c)	—	—	—	—	—
„	„	—	—	—	—	—	—	—	—	—	21,1d)	—	—	—	—	—
Handelskupfer, Stange 1.	Anlieferung	33,3	34,5	7	69	11,8	35,2	37,1	2	55	12,0	—	—	—	—	—
„ „ 2.	„	25,5	26,3	10	85	<9	—	—	—	—	10,1	—	—	—	—	—
„ „ 1.	geglüht	8,7	22,4	47	74	9,5	—	—	—	—	—	13	25,1	35	70	—
„ „ 2.	„	3,3	22,9	49	69	7,9	12,5	25,4	45	62	—	—	—	—	—	—
Lautal	Anlieferung	20,5	38,0	26	44	14,7	20,4	38,6	30	44	14,5	—	—	—	—	—
Skleron	„	30,7	46,4	15	21	15	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
„	„ verletzt	—	—	—	—	~12,5	—	—	—	—	13,6	—	—	—	—	—
Elektron	„	23	36,7	8	11	12,3	25	34,9	7,4	11	12,3	27,2	38,3	8	11	—

a) Dieser Fall ist genauer in Abb. 42 dargestellt. b) Die kurze Überbeanspruchung lag nur wenig oberhalb σ_D. c) Bei Vorbeanspruchung ε ··· $\varepsilon_D = 8$, $N > No = \sim 100$. d) Bei Vorbeanspruchung ε ··· $\varepsilon_D = 8$, $N < No = \sim 100$.

Digitized by Google

Zahlentafel 9 gibt die Ergebnisse an einigen untersuchten Werkstoffen wieder.

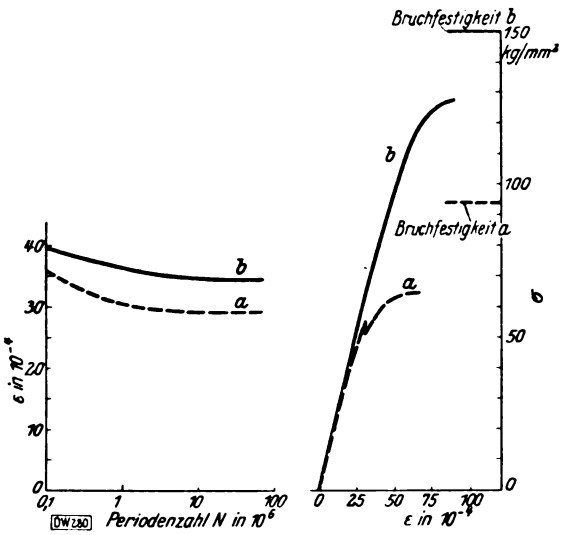


Abb. 41. Änderung der Schwingungsfestigkeit und der statischen $\sigma\varepsilon$-Linie durch Vergüten an Cr-Ni-Stahl. a = geglüht; b = vergütet.

Zahlentafel 9.
Schwingungsverformbarkeit ε_D verschiedener Metalle und Abnahme infolge Oberflächenverletzung (Rillen 0,03 mm tief).

Werkstoff	Zustand	ε_D in 10^{-4}	Abnahme durch Oberflächenverletzung in %
0,79% C-Stahl	Anlieferung	18,6	18
0,27% „	„	16,4	22
0,05% „	geglüht	12,8	28
0,09% C-, 0,86% Si-Stahl	Anlieferung	17,9	10
Cr-Ni-Stahl	vergütet	69,3	22
„	geglüht	58,3	15
Nickel	geglüht	8,0	0
Handelskupfer	Anlieferung	11,8	0
Lautal	„	20,6	8
Skleron	„	20,6	17
Elektron	„	30,1	14

IV. Allgemeine Schlußfolgerungen.

a) εN-Diagramm.

Versteht man unter Schwingungsfestigkeit die größte Lastamplitude, die ein Werkstoff bei unendlich vielen Lastschwingungen[1] aushält, ohne zu brechen, so wird die Grundfrage der Dauerschwingungsprüfung: „Gibt es überhaupt eine Schwingungsfestigkeit?" sich nie uneingeschränkt beantworten lassen. Da aber die Lebensdauer aller Maschinenteile aus anderen Gründen wie Verschleiß, Ausbau usw. niemals unbegrenzt ist[2], so müßte es genügen, das Bestehen der Schwingungsfestigkeit für eine praktisch ausreichend hohe Anzahl von Lastschwingungen nachzuweisen. Zeigt sich außerdem ein stetiger Verlauf der Belastung in Abhängigkeit von der Zahl der Lastperioden, so wird auch eine Extrapolation in beschränktem Maße zulässig sein. Die Dauerfestigkeit bzw. die spezifische Dehnungsamplitude, als Funktion der Periodenzahl, läßt sich, wie viele andere Vorgänge an Werkstoffen, mit einem immer allmählicher sich vollziehenden Übergang in einen Beharrungszustand in bester Weise durch Exponentialgesetze ausdrücken.

Die graphische Darstellung empfiehlt sich daher in logarithmischem Maßstabe, wenigstens für die Koordinate der Periodenzahl[1]. Es sind daher die Versuchsergebnisse in Abb. 17 bis 38 in dieser Weise dargestellt. Diese Abbildungen veranschaulichen viel besser und schneller als Zahlentafeln die Anzahl der zur Bestimmung der Schwingungsfestigkeit verwendeten Prüfstäbe, den Streuungsfehler, der dem Ergebnis anhaften kann, die Höhe der erreichten Lastschwingungen und gestattet eine Extrapolation für höhere Schwingungszahlen, als sie untersucht worden sind.

Das Vorhandensein einer Schwingungsfestigkeit überhaupt, d. h. eines jedem Werkstoff eigentümlichen Festigkeitskoeffizienten, ähnlich wie seine Zugfestigkeit, Dehnung u. a., ist mit einigem Recht vielfach deswegen angezweifelt worden, weil sich bei vielen Untersuchungen starke Streuungen ergaben. Diese werden leicht durch Fehler an der Versuchseinrichtung oder Zufälligkeiten am Prüfstabe selbst hervorgerufen, als da sind: kritische Drehzahlen und Nebenschwingungen in der Apparatur, exzentrische Stabeinspannung, Fehlstellen und Oberflächenverletzungen am Prüfstab usw.[2]. Als Beispiel für den letzteren Fall kann hier die Versuchsreihe in Zahlentafel 5, Zeile 6 bzw. Abb. 19 angeführt werden. Um die Temperatur der Prüfstäbe während des Betriebes zu messen, wurde bei diesen Stäben etwa in Stabschaftmitte ein Thermoelement in Form eines kleinen geteilten Blokkes angeklemmt. Die Anklemmung mußte ziemlich kräftig erfolgen, um Gleiten am Stabschaft bei der hohen Frequenz zu verhindern.

Infolgedessen traten zusätzliche Spannungen unbestimmter Größe auf, deren Wirkung die starke Streuung zugeschrieben werden muß. Die Brüche traten auch regelmäßig an der Klemmstelle ein. An Stelle der Blockthermoelemente wurden späterhin nur noch leichte Drahtthermoelemente verwendet.

Abgesehen von dieser Versuchsreihe sind die Streuungen im allgemeinen nicht erheblich, vor allem nicht im Vergleich mit Ergebnissen von anderen Dauerprüfmaschinen. Bezeichnet man mit ε_g die spezifische Dehnungsamplitude des niedrigst beanspruchten gebrochenen Stabes und mit ε_n die des am höchsten beanspruchten nicht gebrochenen Stabes, so kommen Fälle mit $\varepsilon_g < \varepsilon_n$ nur selten vor. In solchen Fällen ist immerhin aber die

[1] Mit „Lastperiode" oder „Lastschwingung" soll eine stetige Änderung der Belastung von Nullast—Höchstlast—Nullast—Kleinlast—Nullast verstanden sein. Man findet stattdessen heute vielfach den Ausdruck „Lastwechsel" verbreitet, der insofern nicht exakt ist, als eine Lastschwingung zwei Lastwechsel umfaßt. In der Elektrotechnik ist auch der Ausdruck „Polwechsel" in diesem Sinne gebräuchlich.

[2] Sehr hohe Periodenzahlen treten in der Praxis bei Dampfturbinen auf und dürften von der Größenordnung $20 \cdot 10^9$ sein.

[1] Diese Darstellung soll zum erstenmal von Basquin angewendet sein. Proc. Am. Soc. for Testing Mater., Philadelphia, Bd. 10, S. 625, 1910.

[2] Oberflächenverletzungen können schon durch ätzende Einwirkung von Kühlmitteln oder der Atmosphäre während des Versuches auftreten.

Digitized by Google

Differenz $\varepsilon_n - \varepsilon_g$ sehr gering (s. Zahlentafel 5 Zeile 18, Zahlentafel 6 Zeile 62). Dabei sind die Versuchsstäbe so angesetzt, daß $\varepsilon_g - \varepsilon_n$ möglichst klein wurde, um die Schwingungsfestigkeit scharf einzugrenzen. Es wurde also auf die Ermittlung des ersten Teils der ε N-Linie bis etwa 10^6 Perioden, der stärker als dessen Fortsetzung geneigt zu sein pflegt, weniger Wert gelegt.

Probestäbe mit Oberflächenverletzungen oder Schwingungsvorbeanspruchung weisen naturgemäß größere Streuung auf, da die Bruchstelle schon vorgezeichnet ist und nur noch ein kleines Stabvolumen der Prüfung unterliegt (s. IV k).

Der Unterschied der Schwingungsfestigkeit eines St. 48, dessen Prüfstäbe zwei verschiedenen Lieferungen entnommen sind, beträgt rund 10%, was auch den Abweichungen der statischen Werte etwa gleichkommt (Zahlentafel 5 Zeile 11—14). Ähnlich liegen die Verhältnisse bei zwei Stangen 0,30% C-Stahl und Handelskupfer gleicher Lieferung (Zahlentafel 5 Zeile 8 und 10, Zahlentafel 6 Zeile 55—63).

b) Höchste Periodenzahl bis zum Bruch.

Die Frage, ob Brüche bei konstanter Dauerbeanspruchung in absehbarer Zeit nicht mehr zu erwarten sind, wenn ein Stab eine gewisse Anzahl von Perioden N_0 ausgehalten hat[1], läßt sich auf Grund der ε N-Diagramme für die meisten Stoffe bejahen. Nur liegt diese Periodenmindestzahl N_0 für die verschiedenen Werkstoffe und Zustände verschieden hoch.

Die Abb. 17 bis 32 lassen erkennen, daß die Schwingungsfestigkeit sich bei Stählen im Anlieferungs- oder geglühten Zustand sehr scharf eingrenzen läßt, und daß der Verlauf der ε N-Kurve daher für $N > N_0 = 10^7$ wagerecht sein muß[2]. Bei Nickel (Zahlentafel 6 Zeile 50) gilt dasselbe für $N_0 = 10^8$. Bei den übrigen Nichteisenmetallen ließ sich die Schwingungsfestigkeit nicht so scharf eingrenzen. Die Versuche wurden nicht so weit fortgesetzt[3], daß ein wagrechter Verlauf der ε N-Kurve überhaupt festgestellt werden konnte. Wenn auch die Neigungen $d\varepsilon/dN$ für $N > 10^7$ nur noch so gering sind[4], daß bei weiterem geradlinigen Verlauf der ε N-Kurve sich die Schwingungsfestigkeit für höhere Periodenzahlen nur wenig ermäßigen würde, so wäre dennoch die Erkenntnis sehr wesentlich, ob es Stoffe gibt, deren ε N-Linie ständig abfällt[1].

c) Ermüdung.

Daß die Verhältnisse bei Stahl so günstig liegen, erklärt sich aus dem Zusammenwirken von Verfestigung und Ermüdung[2] während der Dauerbeanspruchung. Nach der allgemein verbreiteten Anschauung über das Wesen der Ermüdung besteht diese in einer Lockerung des Gefüges, die sich nur in äußerst feinen Rissen innerhalb der Krystallkörner äußert. Zwar konnte die Ermüdung im Anfangsstadium bisher noch nicht beobachtet werden, da sie bereits bei mikroskopischer Beobachtung mit 2000facher Vergrößerung beträchtliche Ausdehnung erlangt hat, ihr Auftreten ließ sich in Nickelstäben aber bereits bei Periodenzahlen unterhalb der Bruchzahl und Belastungen in Höhe der Schwingungsfestigkeit nachweisen[3]. Kurze hohe Beanspruchung ruft in starkem Maße Ermüdung im Stoffinneren hervor. Infolgedessen ist die Schwingungsfestigkeit durch Schwingungen kurz überbeanspruchter Prüfstäbe stark herabgesetzt. Weder durch Altern und noch weniger durch Glühen läßt sich dieser Mangel ganz beseitigen, trotzdem eine beträchtliche Erhöhung der statischen Elastizitäts- und Streckgrenze als Wirkung des Alterns und Glühens bei weichem Stahl eintritt (Zahlentafel 5 Zeile 19 bis 21).

Während der Dauerbeanspruchung geht neben der Festigkeitsminderung infolge Ermüdung eine Verfestigung durch Verformung vor sich. Als Resultierende aus den Komponenten: ursprüngliche Festigkeit, Verfestigung und Ermüdung — geht die Schwingungsfestigkeit hervor. Bei der Dauerbeanspruchung auftretende Nebenerscheinungen zeigen in der Regel keine Unstetigkeit bei Belastungen nahe der Schwingungsfestigkeit, dies gilt insbesondere auch für die beiden Komponenten Verfestigung und Ermüdung. Auch die Gleitflächenerscheinungen unmittelbar oberhalb und unterhalb der Schwingungsfestigkeit sind vollkommen gleichartig[4].

Man kann somit annehmen, daß Verfestigung und Ermüdung in der Nähe der Schwingungsfestigkeit stetige Funktionen der Periodenzahl N sind.

d) Verfestigung.

Aus Zahlentafel 5 Zeile 18, 23, 39, 43 und 46 geht hervor, daß bei Stahl nach langer, niedriger Dauervorbeanspruchung eine Steigerung der spezifischen Dehnungsamplitude möglich ist, ohne daß ein Bruch einzutreten braucht. Da mit dieser Vergrößerung der Schwingungsverformbarkeit eher eine Erhöhung als eine Abnahme des E-Moduls verbunden ist, handelt es sich um eine Verfestigung des Werkstoffes infolge Dauerschwingungsbeanspruchung. Die Tatsache der Verfestigung ist überdies von vielen Seiten auch auf Maschinen mit unmittelbarer Belastungsanzeige nach-

---

[1] Dauerversuche mit hohen Periodenzahlen sind in größerem Umfange bei der University of Illinois, USA, ausgeführt worden. Die höchsten Periodenzahlen liegen bei 10^9. Die höchste Periodenzahl überhaupt ist unseres Wissens auf einer Maschine gleichen Typs wie die vorliegende bei der Fa. Carl Schenck, Darmstadt, mit $1{,}4 \cdot 10^9$ (kein Bruch) erreicht worden. Ob bei noch höheren Periodenzahlen wieder ein Abfall der εN-Kurve eintritt, ist nicht nachgewiesen.

[2] Gough gibt an $N_0 = 10^7$ The Fatigue of Metals (London: Scott Greenwood, 1926, S. 60). Moore und Kommers geben an (Fatigue of Metals S. 127) für harte bis weiche Stähle $N_0 = 0{,}5$ bis $10 \cdot 10^6$; für Gußstahl und Gußeisen $N_0 = 10 \cdot 10^6$; für Nichteisenmetalle $N_0 = 50 \cdot 10^6$. Für Monelmetall und Duraluminium in Ausnahmefällen $N_0 > 500 \cdot 10^6$.

[3] Trotzdem brachen rd. 30% der Stähle aus Nichteisenmetall bei mehr als 10^7 Perioden gegenüber nur 5% bei Stahl.

[4] Immerhin hat Wagner amerikanische Versuche bestätigt gefunden, wonach bei Duraluminium noch Brüche bei $N > 10^8$ auftraten. Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1936/37. 1928.

[1] Moore und Kommers fanden bei Monelmetall zwischen $N = 10^5$ und 10^9 bei logarithmischer N-Auftragung eine beträchtliche und konstante Neigung der σN-Linie.

[2] Z. V. d. I. Bd. 67, S. 122. 1923.

[3] Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1188. 1928.

[4] Engg., London, Bd. 125, S. 232. 1928.

Digitized by Google

gewiesen worden[1]. Die Ansicht, daß sich die Verfestigung durch Dauerschwingungsbeanspruchung auf Stahl beschränkt, trifft keineswegs zu. Aus Zahlentafel 6, Zeile 53, 61 ist zu ersehen, daß auch bei Nickel und Kupfer Verfestigungen auftreten. Der Nachweis ist allerdings bei den Nichteisenmetallen nicht so einfach wie bei den Stählen zu erbringen. Während man bei den Stählen erfahrungsgemäß nach bereits $N_0 = 10^7$ Schwingungen konstanter Amplitude sicher ist, daß kein Bruch mehr eintritt, also die höchste zulässige Schwingungsamplitude noch nicht überschritten ist, liegt bei Nichteisenmetallen die Grenzbruchzahl weit höher ($N_0 =$ etwa 10^8; siehe IVb). Naturgemäß ist erst nach derartig langer Beanspruchung dicht unterhalb oder in Höhe der Schwingungsfestigkeit eine Amplitudensteigerung und damit ein Nachweis der Verfestigung möglich. So haben sich auch bei zu kurzen niedrigen Vorbeanspruchungen (Zahlentafel 6, Zeile 56, 65 und 72) keine Verfestigungen durch Dauerschwingungsbeanspruchung ergeben. Daß sich aber ein Verfestigungsvorgang bereits von Anfang an abspielt, ist an der Erhöhung der statischen E- und Streckgrenze erkennbar. Er tritt aber als Dauerschwingungsverfestigung erst dann (nach N_0-Perioden) in die Erscheinung, wenn er den Einfluß der Ermüdung überwiegt.

Wird die Bedeutung der ε N-Linie in dem Sinn erweitert, daß sie mit den Koordinatenachsen alle Fälle ohne Bruch einschließen soll, die eintreten, wenn ε nicht mehr über die ganze Versuchsdauer konstant ist, sondern in beliebiger Weise geändert werden darf, so würde diese ε N-Linie sich von der früheren durch einen Wiederanstieg von $N = N_0$ an unterscheiden. Die Stärke des Wiederanstieges, also der Grad der Verfestigungsmöglichkeit, wird bei vergüteten oder mechanisch verfestigten Stoffen geringer als bei geglühten sein (Zahlentafel 5, Zeile 41 bis 47). Im Hinblick auf das verschiedene Verhalten der Stoffe gegenüber Verfestigung durch Dauerschwingungsbeanspruchung[2] wird man Methoden zur regelrechten Bestimmung der Schwingungsfestigkeit auf dem Wege der stufenweisen Steigerung der Belastung an ein und demselben Stab[3] verwerfen müssen.

Die Verfestigungs- und Ermüdungsfunktion genau festzulegen, dürfte auf große Schwierigkeiten stoßen. Doch gestatten diese Betrachtungen immerhin eine gute Vorstellung von manchen Ermüdungsvorgängen.

e) Veränderung des statischen $\sigma\varepsilon$-Diagramms durch Dauerbeanspruchung.

Die Verfestigung durch Dauerschwingungsbeanspruchung unterscheidet sich äußerlich grundsätzlich von der statischen. Die Auffassung Bauschingers, daß Millionen von Lastwechseln unterhalb der Schwingungsfestigkeit („natürliche Elastizitätsgrenze") weder das Gefüge noch die Bruchfestigkeit ändern, gilt recht gut die Versuche ergaben in dieser Hinsicht nur geringe, wenn auch regelmäßige Zunahmen der Bruchfestigkeit. Von anderer Seite ist aber festgestellt worden, daß durch Dauerbeanspruchung der Stoff härter und weniger dehnbar wird[1]. So zeigen auch die vorliegenden Versuche beträchtliche Abnahmen der statischen Bruchdehnung durch Dauervorbeanspruchung. Am meisten wird die statische Elastizitätsgrenze durch Dauerbeanspruchung geändert, wie dies bereits von Bauschinger festgestellt und ausgeführt ist.

Wird ein durch Dauerschwingungen vorbeanspruchter Stab einem statischen Zugversuch unterworfen, so findet in dessen Verlauf durch Kaltverformung eine weitere statische Verfestigung statt, die die erstere derart überdeckt, daß der Einfluß der durch Dauerbeanspruchung hervorgerufenen Verfestigung auf die Bruchfestigkeit verschwindet, vor allem wenn der Ermüdungseinfluß die statische Bruchfestigkeit schon beeinträchtigt haben sollte. Dem absoluten Betrage nach ist also die statische Verfestigung weit größer als die infolge Dauerbeanspruchung.

Daß bei geglühten C-armen Stählen eine Minderung der E-Grenze durch Dauerbeanspruchung eintritt, liegt an dem Abbau der oberen Streckgrenze infolge der Dauerbeanspruchung.

In Abb. 42 ist ein solcher Fall wiedergegeben. Es sind die $\sigma\varepsilon$-Diagramme aus statischen Zugversuchen von geglühtem 0,05% C-Stahl mit verschiedener Dauervorbeanspruchung aufgezeichnet. Man erkennt im Fall a den stark ausgeprägten Abfall von der oberen zur unteren Streckgrenze. Nach langer, aber niedriger Dauervorbeanspruchung (Fall b) ist dieser Abfall bedeutend geringer geworden, was zu einer Erniedrigung der oberen Streckgrenze geführt hat. Bei gleich langer, aber höherer Beanspruchung dicht unterhalb der Schwingungsfestigkeit (Fall c) verschwindet der Abfall vollkommen. Nach noch höherer Beanspruchung, nun oberhalb der Schwingungsfestigkeit (Fall d), wird die obere Streckgrenze schon nach wenigen Lastperioden zerstört. Aus diesem Zusammenhang heraus erklären sich die überaus hohen[2] Werte der Schwingungsfestigkeit, die aus der Beziehung $\sigma_D = E\varepsilon_D$ erhalten wurden (Zahlentafel 5, Zeile 17, 18, 23).

Die Verfestigung geht unabhängig von der Beseitigung der oberen Streckgrenze, die sich nach verhältnismäßig wenig Lastperioden vollzogen hat, vor sich. Für ihre Größe, wie sie in einer stärkeren oder geringeren Erhöhung der $\sigma\varepsilon$-Linie zum Ausdruck kommt, ist die Beanspruchungsamplitude von entscheidendem Einfluß (vgl. Abb. 42, Fall d und e). Daß in der Tat Vergrößerung nicht nur der höchsten ertragbaren spezifischen Dehnungsamplitude eintritt, sondern auch der Belastungsamplitude, ist durch Versuche auf Dauerbiegemaschinen

[1] Die Steigerung der Schwingungsfestigkeit, die schon von Bauschinger festgestellt wurde, durch lange niedrige Dauervorbeanspruchung um 25% ist allgemein bestätigt worden. Gough gibt als ausnahmsweise hoch eine stufenweise Steigerung bei weichem Stahl bis 30% über die Schwingungsfestigkeit im Verlauf von $524 \cdot 10^6$ Perioden an.

[2] Bei Elektronguß ist nach Lehr eine Verfestigung von $\sigma_D = 6$ auf 9 kg/mm² möglich.

[3] Schweiz. Bauzg. Bd. 83, S. 17 bis 20. 1924 und Masch.-Zg. Bd. 2, S. 1002. 1922/23.

[1] Engg., London, Bd. 119, S. 585. 1925. — Z. V. d. I. Bd. 55, S. 1445/46. 1911.

[2] Besonders auffällig sind die hohen Werte σ_D/σ_s in Zahlentafel 11, Spalte 5, Zeile 17, 18 und 23.

Digitized by Google

mit unmittelbarer Gewichtsbelastung mehrfach erwiesen[1].

Der Vorgang der Alterung bringt einen Wiederaufbau der oberen Streckgrenze mit sich[2]. Naturgemäß steigt dann auch von selbst die E-Grenze wieder an, wie die Versuchsergebnisse deutlich zeigen. Bei den Nichteisenmetallen ohne obere Streckgrenze bewirkt die Dauerschwingungsbeanspruchung eine Erhöhung der $\sigma\varepsilon$-Linie. Die Annäherung an die Festigkeitslinie, die dem Zustand starker statischer Verfestigung entspricht, wie sie etwa in den Kurven des angelieferten Werkstoffes zum Ausdruck kommt, ist jedoch für hohe Lastwechselzahlen recht gering. Die Annäherungsgeschwindigkeit nimmt sogar mit höheren Periodenzahlen beträchtlich ab (s. Abb. 43). Daraus geht hervor, daß durch den

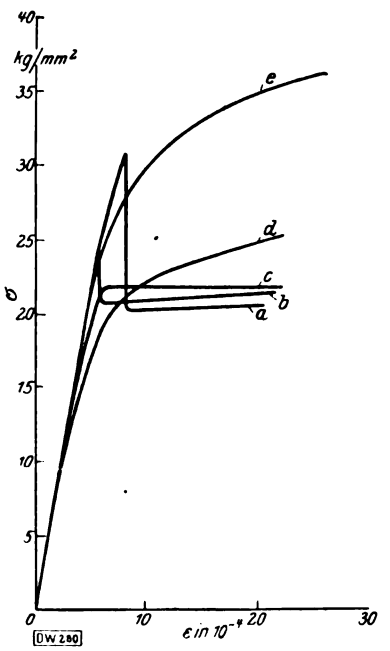


Abb. 42. Abtragung der oberen Streckgrenze durch Dauerschwingungsbeanspruchung bei 0,05% C-Stahl geglüht.

Bezeichnung	Schwingungs-Vorbeanspruchung		Statische Werte in kg/mm²					in %	
	ε* in 10^{-4}	N in 10^6	σ_S 0,2 %	σ_{SO}	σ_{SU}	σ_E 0,003 %	σ_B	δ	ψ
a	0	0	20,4	30,7	20,4	24	37,4	35,5	78,5
b	8	39,5	21	24,2	20,6	24,2	37,7	33	77,7
c	12	40,5	21,7	21,7	21,7	17,3	37,7	33	77,7
d	14,4	0,03	24	—	—	9,7	37,7	19	76
e	16	0,03	34,2	—	—	22,5	40,4	13	76,5

* $\varepsilon_D = 12{,}8$.

Verfestigungsvorgang während der Dauerschwingungsbeanspruchung das Verfestigungsvermögen des Stoffes bei weitem nicht erschöpft wird.

Es mag darauf hingewiesen werden, daß die Abb. 42, 43 und 44 äußerste Fälle von Verfestigung durch Dauerbeanspruchung darstellen; besonders gilt dies von geglühtem Kupfer. Die Abb. 42 bis 44 zeigen nur den Beginn der $\sigma\varepsilon$-Linie. Die starken Unterschiede verschwinden in der Nähe der Bruchfestigkeit wieder. Werkstoffe, die von vornherein statisch verfestigt sind, wie die im Anlieferungszustand dargestellten, lassen auch im Anfangsverlauf keinen wesentlichen Unterschied zwischen den $\sigma\varepsilon$-Linien mit und ohne Dauervorbeanspruchung erkennen, wie die gestrichelten Kurven in Abb. 44 wiedergeben.

Ebensowenig wie die Verfestigung durch Dauerbeanspruchung beim statischen Zugversuch zum Ausdruck kommt, beeinflußt selbst stärkere statische Verfestigung die Schwingungsfestigkeit übermäßig. Die Versuchsreihen (Zahlentafel 5, Zeile 27 bis 30, 33 bis 36) wurden an zwei verschieden stark vorgestreckten und gealterten Si-Stählen ausgeführt.

Die statische Verfestigung drückt sich in einer Erhöhung von σ_E um 200 bis 300%, von σ_S um rund 60%, von σ_B um rund 40% aus. Die Schwingungsfestigkeiten nahmen dagegen nur um rund 8% zu.

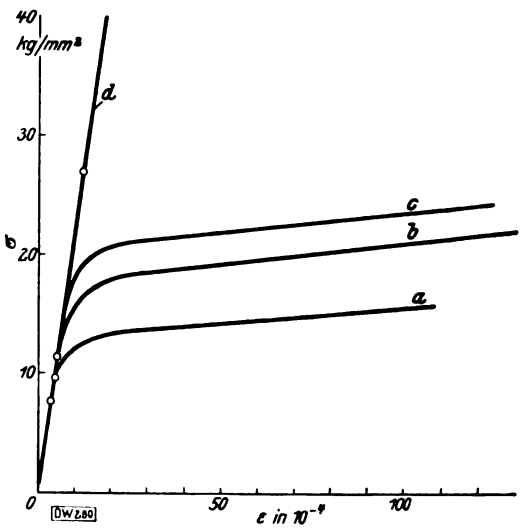


Abb. 43. Veränderung der statischen Werte von geglühtem Nickel durch schwingende Dauervorbeanspruchung.

Bezeichnung	Zustand	Schwingungs-Vorbeanspruchung		Statische Werte in kg/mm²		
		ε in 10^{-4}	N in 10^6	σ_E 0,003 %	σ_S 0,2 %	σ_B
a	geglüht *	0	0	7,7	13,6	53
b	„	8	1,0	9,7	18,3	53,3
c	„	8	80,4	11,4	21	53,3
d	Kalt gezogen	0	0	27,1	77	85

* $\varepsilon_D = 8{,}0$.

Diese Vorgänge beweisen jedenfalls die weitgehende Unabhängigkeit beider Verfestigungsarten, stehen aber durchaus im Einklang mit der bisherigen Anschauung über das Wesen der Kaltverfestigung[1], wonach die Verfestigung die unmittelbare Folge von statischer Formänderung ist und ihrem Betrage nach von dem Umfang plastischer Verschiebungen abhängt, so daß bei stetiger Weiterdehnung, wie beim statischen Zugversuch, die zunehmende Stabfestigkeit nur wenig der beanspruchenden Kraft vorauseilt. Wiederholte Lastwechsel konstanter

[1] Z. B. Gough: The Fatigue of Metals 1926, S. 108, bis zu 30%; Moore und Kommers: The Fatigue of Metals 1927, S. 220, bis zu 25%. Neuerdings auch durch eigene Dauerbiegeversuche.

[2] Z. V. d. I. Bd. 70, S. 379/86. 1926.

[1] Ludwik nimmt Gleitflächenblockierung als Ursache der Dehnungsverfestigung an.

Digitized by Google

Amplitude bewirken eine geringere Verfestigung, die außerdem nach vielen Lastperioden allmählich einem Stillstand zustrebt. Erst nach Amplitudenvergrößerung kann die Verfestigung wieder weitergetrieben werden. Im Einklang hiermit steht die Beobachtung, die Gough[1] bei Dauerbeanspruchung an Einkristallen gemacht hat, nämlich daß die Gleitflächenbildung nach einigen Lastwechseln aufhört, um sich erst nach Amplitudenvergrößerung wieder aufs neue einzustellen.

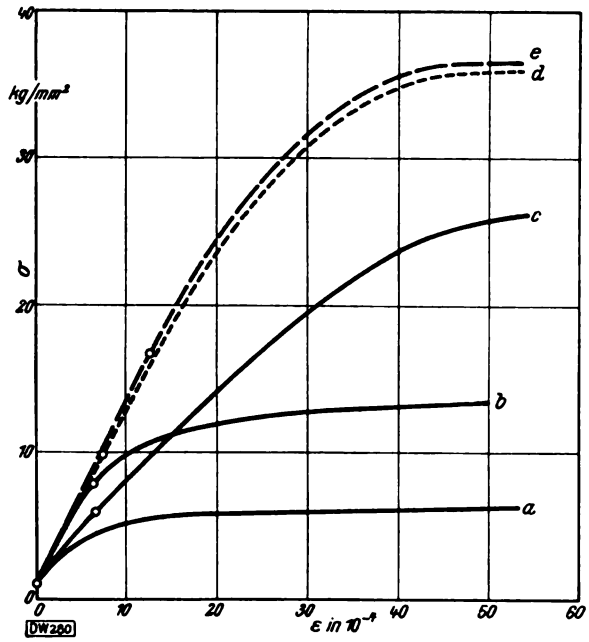


Abb. 44. Veränderung der statischen Werte von Handelskupfer durch schwingende Dauervorbeanspruchung.

Stange	Bezeichnung	Zustand	Schwingungsvorbeanspruchung ε in 10^{-4}	Schwingungsvorbeanspruchung N in 10^6	Statische Werte in kg/mm²: σ_E 0,003 %	σ_S 0,2 %	σ_B	in %: δ	ψ
2	*a*	geglüht	0	0	0	3,3	22,9	49	69
2	*b*	„	7,2[1]	17,2	8	12,5	25,4	45	62
	c	Anlieferung	0	0	~6	25,5	26,3	10	85
1	*d*	„	0	0	~10	34,5	35,3	—	—
1	*e*	„	8[2]	83,1	17	35,2	37,1	2	55

[1] $\varepsilon_D = 8{,}0$ [2] $\varepsilon_D = 9{,}6$.

Es werden also bei jedesmaliger Gegenbelastung die plastischen Verformungen bis auf einen geringen Rest wieder rückgängig gemacht. Diese Reste von bleibender Verformung, die sich lediglich in Gleitlinienbildung, nicht in Kornverzerrung äußern, nehmen bei gleichbleibender Belastungsamplitude mit der Lastwechselzahl ab. Demgegenüber nimmt die plastische Verformung bei statisch stetig ansteigender Belastung additiv bis zu beträchtlicher Gestaltsänderung und gegebenenfalls Lageänderungen der Kristallkörner zu. Aus dieser Sachlage erklärt sich sowohl der Unterschied zwischen statischer und Verfestigung durch Dauerbeanspruchung wie auch der Bauschingereffekt von der „Erhöhung der Streckgrenze in Richtung einer wirksamen Belastung bei gleichzeitiger Erniedrigung der Streckgrenze für die entgegengesetzte Belastungsrichtung".

[1] Engg., London, Bd. 125, S. 124. 1928.

Durch kurze hohe Dauervorbeanspruchung oberhalb der Schwingungsfestigkeit wird diese herabgedrückt (im Falle Zahlentafel 5, Zeile 19 um rund 20%[1]. Das kann nur auf den Einfluß der bereits eingesetzten Ermüdung zurückzuführen sein. Wie Zahlentafel 5, Zeile 19 und 24 und Zahlentafel 6, Zeile 58 zeigen, geht neben der Ermüdung auch eine Verfestigung, hervorgerufen durch Dauerbeanspruchung, in solchem Maße her, daß sie in erhöhter Streckgrenze deutlich zum Ausdruck kommt. Dies bestärkt die obige Annahme, daß die Verfestigung ihrem Umfange nach mehr durch die Amplitude als durch die Periodenzahl bestimmt wird.

f) Frequenzeinfluß.

Es ist notwendig, die Ergebnisse aus Dauerversuchen unter Berücksichtigung der Eigenarten der Versuchseinrichtung zu werten, besonders, wenn sie absolute Werte darstellen oder mit Ergebnissen aus anderen Versuchen verglichen werden sollen. Die beiden Hauptmerkmale der vorliegenden Versuchseinrichtung im Vergleich mit sonst gebräuchlichen sind:

Ermittlung der Schwingungsfestigkeit aus den Dehnungsamplituden,

und die hohe Frequenz von 500 Lastwechseln/s.

Bezüglich der hohen Frequenz steht die verwendete Maschine einzig da. Es verdient deshalb der Einfluß der Frequenz auf die Schwingungsfestigkeit besondere Beachtung.

Aus Fall- und Schlagversuchen ist bekannt, daß die $\sigma\iota$-Linie für hohe Formänderungsgeschwindigkeit nur wenig höher liegt, und daß der Elastizitätsbereich erweitert ist gegenüber der statischen $\sigma\varepsilon$-Linie. Nach Ludwik[2] wächst mit der Formänderungsgeschwindigkeit der Gleitwiderstand beträchtlich, während der Reißwiderstand fast unverändert bleibt. Danach wäre kein Einfluß der Frequenz auf die Schwingungsfestigkeit anzunehmen. Der erhöhte Gleitwiderstand würde nur für eine Erhöhung der Proportionalitätsgrenze[3] sprechen.

Lehr[4] hat Vergleichsversuche mit verschiedenen Werkstoffen auf einer Zug-Druckmaschine mit 500 Per/s und einer Dauer-Biegemaschine mit 50 Per/s angestellt, und für Stahl rund 12%, für Kupfer und Messing rund 40% größere Werte für die Schwingungsfestigkeit auf der Zug-Druck-Maschine grfunden. Diese Unterschiede setzen sich aus folgenden vier Einflüssen zusammen:

1. Aus der Verschiedenheit von Zug-Druck gegenüber Biege-Schwingungsfestigkeit;

2. aus der Unbestimmtheit eines dem E-Modul ähnlichen Faktors $E_D = \sigma_D/\varepsilon_D$, der zur Errechnung der Schwingungsfestigkeit aus der Dehnungsamplitude bei der Zug-Druck-Untersuchung angesetzt wird, und der in Ermangelung eines besseren durch den E-Modul aus statischem Zugversuch ersetzt wird, während in Wirklichkeit auch kleine bleibende Dehnungen in diesem Faktor mit einbegriffen sein sollten;

[1] H. F. Moore gibt in „Manual of Endurance of Metals" New York 1927 rd. 50% an. Moore und Kommers haben eine größte Minderung von 23% gefunden.

[2] Z. V. d. I. Bd. 71, S. 1535. 1927.

[3] Stahleisen Bd. 38, S. 640. 1918.

[4] Lehr: Diss. T. H. Stuttgart 1925.

Digitized by Google

3. aus den Veränderungen dieses Faktors im Verlaufe eines Dauerversuches;

4. aus dem tatsächlichen Unterschied der Schwingungsfestigkeit auf Zug-Druck bei 500 Per/s. gegenüber 50 Per/s.

Zu diesen einzelnen Einflüssen sind folgende Bemerkungen zu machen:

1. Das Verhältnis von Zug-Druck-Schwingungsfestigkeit σ_D zu Dauerbiegefestigkeit σ'_D bei rund 17 Per/s gibt Gough für Stahl mit $\sigma_{D_{17}}/\sigma'_{D_{17}} = 0{,}8$ bis 1,0; Irwin für Stahl und einige Nichteisenmetalle bei 34 Per/s mit $\sigma_{D_{34}}/\sigma'_{D_{34}} = 1{,}0$ an[1].

2. Der dem E-Modul ähnliche Faktor ließe sich aus einem Schwingungsversuche ermitteln. Der Prüfstab müßte auf Zug-Druck federnd zwei Massen von solcher Größe verbinden, daß eine Eigenschwingungszahl von 500 Pers/s zustande kommt. Die bei verschieden großen Amplituden auftretende Eigenschwingungszahl würde dann ein Maß für den dem E-Modul ähnlichen Faktor abgeben. Solche Versuche sind in der Tat mit Stäben ähnlich denen der Abb. 17 von E. Voigt, Jena, ausgeführt worden[2].

Danach ist die „dynamische Elastizitätsgrenze" wesentlich niedriger als die statische. In Zahlentafel 10 sind Versuchen von E. Voigt eigene gegenübergestellt. Der C-Stahl und der Si-Stahl entstammen bei Voigt den gleichen Lieferungen wie bei unseren eigenen Versuchen. In der Tat geht aus der Zusammenstellung hervor, daß die dynamische E-Grenze nach Voigt unterhalb der statischen 0,003% E-Grenze liegt, während die Schwingungsfestigkeit beide überragt.

Zahlentafel 10. Gegenüberstellung von Versuchen von E. Voigt und von Memmler und Laute.

Spannungen in kg/mm² Verformungen in %	E. Voigt			Memmler und Laute		
	0,33 % C-Stahl a	0,14% C-, 0,68% Si-Stahl b	Kupfer	0,30% C-Stahl a	0,14% C-, 0,86% Si-Stahl b	Handelskupfer (gezogen)
$\sigma_{E\,0{,}003\,\%}$				28	24	8,6
σ_S	37,7	48,8		38	50,8	33,3
σ_B	60,7	54,6		60	54,8	34,5
E	20940	21370		20940	21100	12200
δ	23,2	28,3		23,1	30	7
ψ	57	72		58	67	69
σ_E dynam.	25	22	0			
σ_D				29,8	38,4	11,8

a) Die C-Stähle entstammen gemeinsamer Lieferung
b) „ Si- „ „ „ „

Es würde also der dem E-Modul ähnliche Faktor für eine Dauerschwingungsbelastung in Höhe der Schwingungsfestigkeit mit Rücksicht auf plastische Anteile geringer als der statische sein. Daß ein Geschwindigkeitseinfluß nicht in einer Erweiterung des Elastizitätsbereichs wie bei Schlagbeanspruchung zum Ausdruck kommt, liegt offenbar in der sehr kleinen Versuchsgeschwindigkeit begründet. Wegen der geringen Amplituden[1] beträgt die größte Geschwindigkeit der Ankermasse nur 0,3 m/s (entspricht einer Fallhöhe von 5 mm). Dazu nimmt die Formänderungsgeschwindigkeit im Stabschaft beim Erreichen der Höchstlast jeweils bis auf den Wert 0 ab. Daß allgemein[2] eine geringere E-Grenze bei Dauerschwingungs- als bei statischer Beanspruchung vorliegt, ist zu verwundern. Doch vermag dieser Umstand die Unterschiede der Lehrschen Vergleichsversuche zu erklären.

3. Der E-Modul-ähnliche Faktor wird sich im Laufe des Dauerversuches ändern, schon allein weil der Elastizitätsbereich durch die Dauerbeanspruchung geändert wird. Überdies konnte durch statische Versuche eine Zunahme des statischen E-Moduls infolge Dauerbeanspruchung bei Stahl von rund 2%, bei Nichteisenmetallen bis rund 10% (s. Zahlentafel 5 und 6) festgestellt werden.

4. Es ist möglich, daß die von Lehr gefundenen Unterschiede allein durch die Einflüsse 1, 2 und 3 gedeckt werden. Jedenfalls sprechen die Ergebnisse von E. Voigt dafür. Genaueres hierüber läßt sich erst aussagen, wenn die Maschine mit einem Kraftmesser ausgestattet ist.

Jenkin[3] teilt als Ergebnis seiner Versuche zwischen 50 und 2000 Per/s ein Zunehmen der Schwingungsfestigkeit mit der Frequenz mit, ohne jedoch Angaben über die Art der Kraftmessung zu machen.

Die Annahme Hopkinsons[4], daß durch hohe Frequenz die zum Nachweis der Schwingungsfestigkeit erforderliche Lastwechselzahl derart ansteige, daß die Versuchszeit in keiner Weise abgekürzt wird, widerspricht den vorliegenden Versuchsergebnissen. Die von anderer Seite allgemein angegebene 10^7-Grenze bei Stahl hat sich auch hier als durchaus gültig erwiesen. Die auf der Maschine mit 500 Per/s gewonnenen εN-Diagramme gleichen durchaus den aus niederfrequenten Maschinen; insbesondere liegt die Richtungsänderung der εN-Linie keineswegs bei höheren Perioden.

Bei höheren Temperaturen soll hingegen, was einleuchtet, ein beträchtlicher Frequenzeinfluß eintreten[5].

g) Beziehungen zwischen Schwingungsfestigkeit und statischen Festigkeitswerten.

Die Langwierigkeit von Dauerschwingungsuntersuchungen hat immer wieder zu Bemühungen geführt, Beziehungen zwischen der Schwingungsfestigkeit und Werten aus statischen und anderen schnell durchführbaren Prüfverfahren aufzufinden. Diese Versuche sind aber meistens fehlgeschlagen. Selbst Kombinationen mehrerer statischer Werte führten nicht zum Erfolg. Die Zahlentafel 11 und die Abb. 45 bis 52 bestätigen an Hand

[1] Proc. Am. Soc. for Testing Mater., Philadelphia. Bd. 25, T. II, S. 53. 1925; Bd. 26, T. II, S. 218. 1926.

[2] Z. techn. Phys. Bd. 9, S. 336. 1928.

[1] Eine Amplitude von 0,1 mm entspricht bei den üblichen Stahlstäben einem $\sigma = 40$ kg/mm².

[2] Sofern dies nur für Stähle mit oberer und unterer Streckgrenze gelten würde, wäre die Tatsache, daß die dynamische E-Grenze geringer ist als die statische, durch den Abbau der oberen Streckgrenze infolge Dauerbeanspruchung (IVe, Abb. 42) erklärbar. Leider hat E. Voigt die Veränderung der statischen E-Grenze durch Dauerschwingungsbeanspruchung nicht mitverfolgt.

[3] Engg., London, Bd. 118, S. 245. 1924.

[4] Proc. Roy Soc., London, Bd. 86, S. 132. 1912.

[5] J. Iron Steel Inst., London 1928, I, S. 275 bis 294.

Digitized by Google

Zahlentafel 11.

Auswertung der Versuchsergebnisse hinsichtlich schneller Näherungsbestimmung der Schwingungsverformbarkeit ε_D.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Bezeichnung entsprechend Zahlentafel 5 und 6	Werkstoff	Zustand	$\frac{\sigma_D}{\sigma_B}$	$\frac{\sigma_D}{\sigma_S}$	$\frac{2\sigma_D}{\sigma_B+\sigma_S}$	$\frac{\sigma_D}{\sigma_D/\sigma_B}$	$\frac{\varepsilon_D}{\delta}$	$\frac{\varepsilon_D}{\psi}$	Näherungsbestimmung aus dem Anstieg der			ε_D
									Leistung ε	Temperatur ε	Mittel aus 10 und 11 ε_L	
						in kg/mm²	in 10^{-2}	in 10^{-2}	in 10^{-4}	in 10^{-4}	in 10^{-4}	in 10^{-4}
1	C-Stähle mit 0,79 bis 0,05% C-Gehalt	Anlieferung, innen	0,50	0,95	0,62	72	1,05	0,46	17,0	17,1	17,1	17,8
2		„ „ verletzt	—	—	—	—	—	—	—	—	—	~14,4
3		„ außen	0,55	0,92	0,68	68	1,02	0,45	19,5	17,8	18,7	19,4
4		„ „ verletzt	—	—	—	—	—	—	—	—	—	~16
5		Anlieferung	0,56	0,80	0,64	50,4	0,72	0,27	14,1	14,3	14,2	16,6
6		Anlieferung	—	—	—	—	—	—	16,2	16,3	16,2	—
7		geglüht	0,48	0,82	0,60	47,3	0,57	0,24	16,9	15,6	16,2	13,1
8		Anlieferung	0,50	0,79	0,61	47	0,62	0,25	16,2	15,8	16,0	14,2
9		geglüht	0,45	0,79	0,57	44,4	0,52	0,22	16,2	15,3	15,7	12
10		Anlieferung	0,55	0,81	0,65	51	0,76	0,29	16,3	15,6	16	16,3
11		Anlieferung	0,65	0,80	0,72	42	0,57	0,23	15,2	14,1	14,7	16,4
12		„ verletzt	—	—	—	—	—	—	—	—	—	12,8
13		Anlieferung	0,60	0,93	0,73	48	0,53	0,24	14,6	14,1	14,3	14,8
14		geglüht	0,64	1,02	0,78	50	0,53	0,24	14,2	13,3	13,8	14,9
15		Anlieferung	0,60	0,72	0,65	28,3	0,32	0,14	11,8	13	12,4	11,2
16		geglüht	0,60	0,68	0,63	27	0,34	0,14	11,9	13,3	12,6	11,3
17		Anlieferung a)	0,77	1,47	1,01	50	0,38	0,16	13	11,3	12,4	12,3
18		„ lang niedrig vorbel. a)	0,80	1,70	1,09	60	0,43	0,17	10,4	10,6	10,5	12,8
19		„ kurz hoch vorbel.	0,55	0,86	0,67	32,5	0,53	0,13	12,9	11,8	12,4	10
20		„ „ „ gealtert	0,60	0,98	0,74	36	0,87	0,14	13,6	13,5	13,5	10,4
21		„ „ „ geglüht	0,59	1,02	0,76	36	0,33	0,13	15,5	15,3	15,4	10
22		geglüht	0,73	0,88	0,80	33	0,36	0,16	14,6	14,7	14,6	12,8
23		„ lang niedrig vorbel. a)	0,78	1,34	0,98	51	0,41	0,17	—	—	—	13,6
24		„ kurz hoch vorbel.	—	—	—	—	—	—	13,6	12,3	13,0	—
25		„ verletzt	—	—	—	—	—	—	—	—	—	9
26		„ „ lang niedrig vorbel.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	11,3
27	Si-Stähle	geglüht	0,70	0,89	0,78	47	0,60	0,28	19,3	18,0	18,6	17,5
28		Anlieferung	0,64	0,76	0,70	44	0,64	0,27	17,8	17,1	17,4	17,3
29		„ 10% gereckt, gealtert	0,56	0,57	0,57	39	1,52	0,33	18,6	20,7	19,6	18,4
30		„ 15% „ „	0,55	0,55	0,55	39,4	1,94	0,35	20,2	21,0	20,6	18,8
31		Anlieferung	0,64	0,86	0,73	52	0,76	0,32	19,0	18,8	19,3	18,6
32		geglüht	0,64	0,90	0,76	51	0,72	0,30	18,4	18,8	18,6	17,3
33		„	0,71	0,84	0,77	43	0,54	0,26	19,2	19,0	19,1	18,2

Digitized by Google

34	Si-Stähle	Anlieferung	0,70	0,76	0,73	41,4	0,61	0,27	18,2	18,4	18,3	17,2
35		„ 10% gereckt, gealtert	0,60	0,60	0,60	38,6	1,38	0,30	19,4	20,9	20,1	18,3
36		„ 15% „ „	0,55	0,55	0,55	38,4	1,65	0,30	18,2	22,3	20,2	18,3
37		Anlieferung	0,74	0,99	0,85	50,7	0,59	0,25	19,4	19,2	19,3	17,9
38		„ kurz vorbel.	—	—	—	—	—	—	20,2	20,6	20,4	18,4
39		„ lang niedrig vorbel.	—	—	—	—	—	—	~15,3	~15,3	~15,3	~19
40		„ verletzt	—	—	—	—	—	—	—	—	—	16
41	Cr-, Ni-Stahl	Anlieferung	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
42		vergütet	0,46	0,54	0,50	81,5	36,6	0,69	41,5	~36	39	34,3
43		„ lang niedrig vorbel.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	35
44		„ verletzt	—	—	—	—	—	—	—	—	—	~27
45		geglüht	0,61	0,85	0,71	81,2	2,07	0,51	35,6	37,3	36,5	29
46		„ lang niedrig vorbel.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	33
47		„ verletzt, lang niedrig vorbel.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	28
48	Gußeisen	allseitig bearbeitet	0,32	0,37	0,34	8,8	~14	>7	~4	3,3	3,7	7
49	Nickel	Anlieferung	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
50		geglüht	0,32	1,24	0,51	66,4	0,19	0,11	8 ÷ 14	8 ÷ 14	11	8
51		„ lang niedrig vorbel.	0,32	0,92	0,47	49	0,20	0,11	—	—	—	8
52		„ „ „	0,32	0,80	0,45	43	—	—	unbestimmt	unbestimmt	—	8
53		„ „ „	—	—	—	—	—	—	—	—	—	10
54		„ verletzt, lang niedrig vorbel.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
55	Handelskupfer Stange 1	Anlieferung	0,34	0,35	0,35	12,3	1,37	0,14	9,9	9	9,5	9,6
56		„ lang niedrig vorbel.	0,32	0,34	0,33	12,6	4,6	0,17	18	~14,5	16,2	9,2
57		geglüht b)	0,42	1,09 (0,73)	0,61 (0,50)	24,4 (18)	0,18	0,11	8,6	10,9	9,8	8,3
58		„ kurz hoch vorbel.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
59		„ gereckt um 16%	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
60	Handelskupfer Stange 2	Anlieferung	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
61		„ verletzt, lang niedrig vorbel.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	13,6
62		geglüht „ „ „ „ b)	0,35	2,4 (0,63)	0,30 (0,21)	55 (16)	0,15	0,104	10,2	8,8	9,5	7,2
63		„ lang niedrig vorbel.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
64	Lautal normal	Anlieferung	0,39	0,72	0,50	27,2	0,79	0,47	~13	~30	~22	20,6
65		„ lang niedrig vorbel.	0,38	0,71	0,49	27,5	0,67	0,46	—	—	—	20,2
66		„ verletzt, lang niedrig vorbel.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
67		„ „ „ „ „	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
68	Skleron vergütet	Anlieferung	0,32	0,49	0,39	22,7	1,37	0,98	unbestimmt	~22	~22	20,6
69		„ verletzt	—	—	—	—	—	—	—	—	—	~17,2
70		„ „ lang niedrig vorbel.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	18,8
71	Elektron vergütet	Anlieferung	0,34	0,54	0,41	19,6	3,76	2,74	~15	~26	~20,5	30,1
72		„ lang niedrig vorbel.	0,35	0,49	0,41	17,2	—	—	~11	~19,5	~15,2	30,1
73		„ verletzt, lang niedrig vorbel.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	~26

a) Diese $\frac{\sigma_D}{\sigma_S}$ und $\frac{2\sigma_D}{\sigma_B + \sigma_D}$ sind übernatürlich hoch, da durch die Dauerbeanspruchung die obere Streckgrenze abgebaut wird und infolgedessen die σ_D-Werte aus $\sigma_D = E \cdot \varepsilon_D$ zu hoch ausfallen. Siehe 1Vf über die Veränderung von E.

b) Die Klammerwerte bedeuten die Verhältniszahlen aus σ_S nach Dauerbeanspruchung.

Digitized by Google

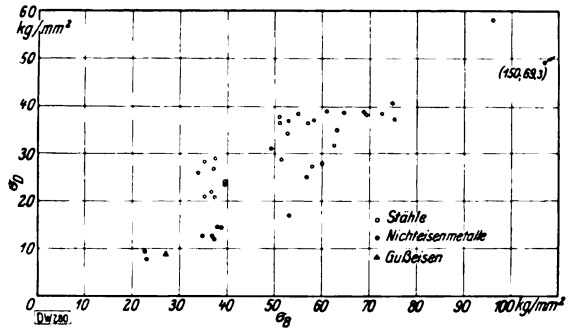


Abb. 45. Schwingungsfestigkeit σ_D in Abhängigkeit von der Bruchfestigkeit σ_B.

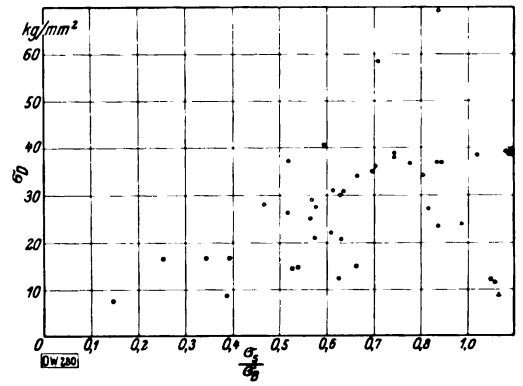


Abb. 49. Schwingungsfestigkeit σ_D in Abhängigkeit von dem Quotient aus Bruchfestigkeit und Streckgrenze σ_B/σ_S.

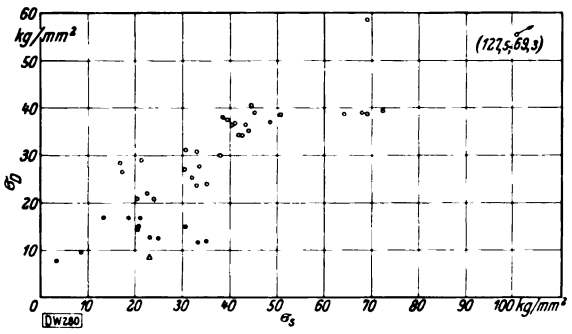


Abb. 46. Schwingungsfestigkeit σ_D in Abhängigkeit von der Streckgrenze σ_S.

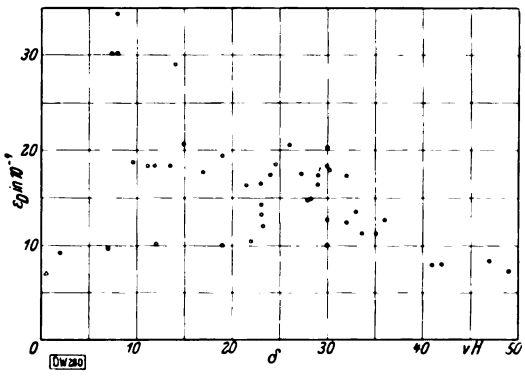


Abb. 50. Schwingungsverformbarkeit ε_D in Abhängigkeit von der Bruchdehnung δ.

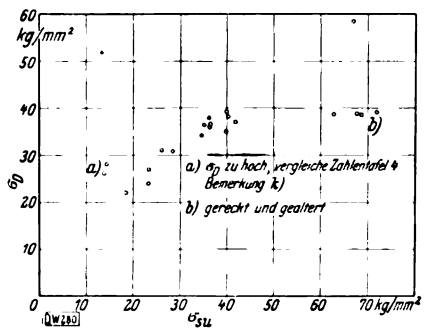


Abb. 47. Schwingungsfestigkeit σ_D in Abhängigkeit von der unteren Streckgrenze σ_{SU}.

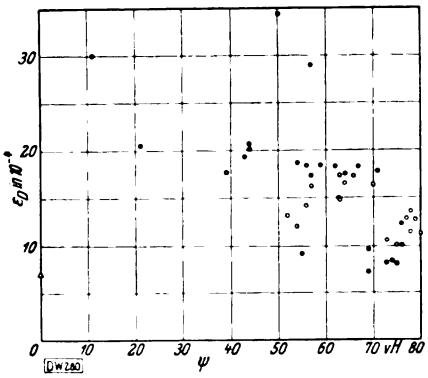


Abb. 51. Schwingungsverformbarkeit ε_D in Abhängigkeit von der Bruchquerschnittsverminderung ψ.

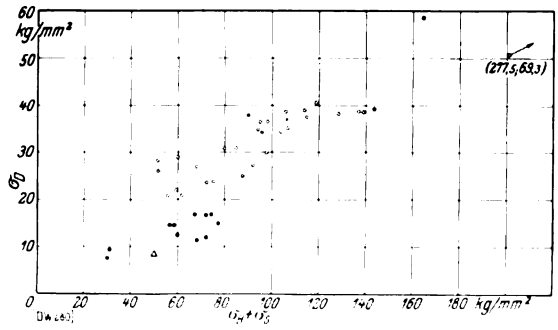


Abb. 48. Schwingungsfestigkeit σ_D in Abhängigkeit von der Bruchfestigkeit und Streckgrenze nach Stüibeck $\sigma_B - \sigma_S$.

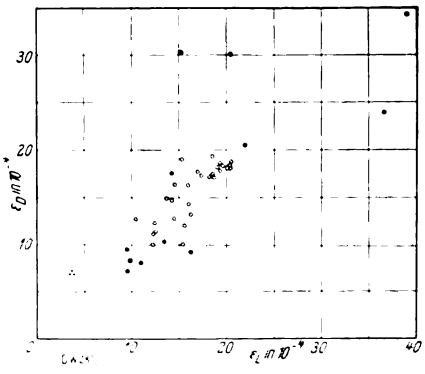


Abb. 52. Schwingungsverformbarkeit ε_D in Abhängigkeit von dem Leistungs- und Temperaturanstieg nach Lehr ε_L.

○ Stähle ● Nichteisenmetalle △ Gußeisen.

Digitized by Google

eigener Versuche, daß solche Beziehungen nicht oder nur sehr roh bestehen[1].

So zeigt Spalte 6 der Zahlentafel 11, daß der Stribecksche[2] Wert $2\sigma_D/\sigma_B + \sigma_s$ keine Konstante liefert, es sei denn, daß man nur einige Stähle in geglühtem Zustand als Beleg heranzieht. Die Annahme Stribecks[3], daß σ_s durch Dauerbeanspruchung fast nicht geändert wird, trifft nach Abb. 42 bis 44, Zahlentafel 5, Zeile 19, 23 und Zahlentafel 6, Zeile 50 bis 52, 58, 63 nicht zu; ebenso begründet die Stabilität der Bruchfestigkeit gegenüber Dauerbeanspruchung noch keine Abhängigkeit zwischen σ_D und σ_B. Vielmehr geht im Laufe des statischen Zugversuchs eine so starke Veränderung des Stoffes vor sich, daß schließlich Einflüsse für die Bruchfestigkeit bestimmend sind, die bei Dauerbeanspruchung nicht vorliegen.

Immerhin ist noch am ehesten ein loser Zusammenhang zwischen der Bruch- und Schwingungsfestigkeit zu erkennen, was auch die englischen und amerikanischen Untersuchungen[4] dartun. Die leider etwas spärlichen Daten in Abb. 46 lassen eine Beziehung zwischen der Schwingungsfestigkeit und unteren Streckgrenze nur vermuten. Der Wert einer solchen Beziehung würde sich außerdem anf gewisse Stähle beschränken. Eine weitere Gesetzmäßigkeit scheint zwischen σ_D/σ_B sowie ε_D/ψ und dem C-Gehalt bei Stählen zu bestehen, wie Abb. 53 zeigt.

Im Hinblick darauf, daß bei der vorliegenden Dauerprüfmaschine nicht die Schwingungsfestigkeit unter gleichbleibender Belastung, sondern die Schwingungsverformbarkeit unter gleichbleibenden Stabverformungen festgestellt wird, liegt es nahe, die Schwingungsverformbarkeit mit der statischen Bruchverformung zu vergleichen: Ein unmittelbarer gesetzmäßiger Zusammenhang zwischen ε_D und der statischen Bruchdehnung δ sowie der Bruchquerschnittsverminderung ψ besteht nicht, wie die Abb. 50 und 51 zum Ausdruck bringen. Es ist aber aus Zahlentafel 11, Spalte 8 für ε_D/δ und in weit vollkommenerem Maße aus Spalte 9 für ε_D/ψ ersichtlich, daß diese Verhältniswerte für verschiedene Zustände bei jedem Werkstoff eine leidlich gleichbleibende Zahl liefern. Diese nimmt bei den C-Stählen mit dem C-Gehalt gesetzmäßig ab (Abb. 53). Bei den Nichteisenmetallen versagt die Konstanz von ε_D/δ, während die von ε_D/ψ noch einigermaßen weiterbesteht. Die Abweichungen erscheinen jedoch zu groß, um eine allgemeine Regel zur angenäherten Vorausbestimmung der Schwingungsfestigkeit auf der Bruchquerschnittsverminderung aufzubauen, zumal auch die Querschnittsverminderung nicht leicht in einwandfreier Weise ausgemessen werden kann.

Einige Aussicht besteht für eine Beziehung zwischen der Schwingungsfestigkeit und einer Größe, die sich aus Festigkeits- und Formänderungswerten zusammensetzt. Denn es verfestigen sich im Verlauf von Dauerbeanspruchung die dehnbaren Stoffe weit mehr als die spröden. Bemühungen in dieser Richtung von Gough[1] hatten keinen Erfolg. Dagegen ergeben neuere Arbeiten von W. Kuntze[2] zum Teil auf Grund der vorliegenden Versuchsergebnisse gute Übereinstimmung.

h) Kurzprüfverfahren.

Bei Ermittelung der Schwingungsfestigkeit im Dauerversuch findet eine Wandlung des zu untersuchenden Stoffes im Laufe des Versuches statt. Es liegt auf der

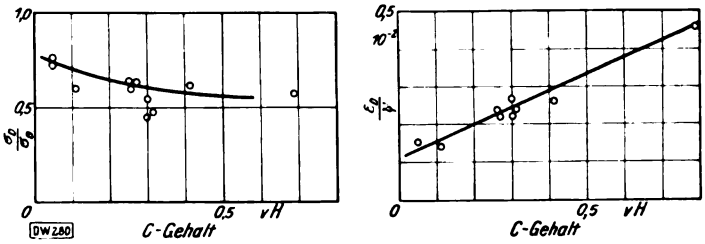


Abb. 53. Einfluß des C-Gehaltes auf σ_D/σ_B und ε_D/ψ

Hand, daß sog. Kurzverfahren zur Feststellung der Schwingungsfestigkeit, die nicht statisch, sondern mit einer immerhin großen Zahl von Lastwechseln (rund 200000 Per) vorgenommen werden, eher zum Ziele führen, da hier der Werkstoff bereits in ähnlicher Weise umgearbeitet wird wie beim langen Dauerversuch[3].

Aber es sind Verfestigung und Ermüdung offenbar so voneinander abweichende Funktionen, daß dieselben Wirkungen durch einen kurzen Versuch mit Unter- und Überlastungen doch nicht erzeugt werden können, wie bei langer Dauerbeanspruchung.

Fast alle Kurzprüfverfahren beruhen auf der Feststellung der Proportionalitätsgrenze oder dem ersten Eintreten plastischer Dehnungen, das auch an einem beschleunigten Anstieg der Hysteresis erkannt werden kann. Die Nachprüfung der Kurzverfahren, die sich zunächst für einige Stähle im Anlieferungszustand bewährt haben, hat ergeben, daß keines von ihnen als zuverlässig gelten kann[4]. So ist das Ergebnis von Kurzprüfverfahren allein sehr stark abhängig von der Vorbehandlung des Stoffes, weshalb bei manchen Verfahren eine gewisse Vorbehandlung (Kaltverformung und künstliche Alterung) vorgeschrieben wurde. Ganz und gar versagen die Kurzprüfverfahren bei Nichteisenmetallen. In Abb. 52 ist ist das Ergebnis eines Kurzverfahrens, das auf dem Hysteresis- und Temperaturanstieg des Prüfstabes beruht[5], graphisch dargestellt. Danach ist das Verfahren

---

[1] Wagner stellt an Hand von Dauerbiegeversuchen bei Leichtmetallen fest, daß keine Abhängigkeit zwischen der Elastizitätsgrenze und der Schwingungsfestigkeit besteht und daß auch die Veredelung die Bruchfestigkeit bedeutend, die Schwingungsfestigkeit aber nur wenig verbessert; Z. d. V. I. Bd. 72, S. 1936 bis 1937. 1928.

[2] Föppl findet auch, daß $2\sigma_D/\sigma_B + \sigma_s$ keine Konstante ist; Schweiz. Baug. Bd. 83, S. 17 bis 20. 1924.

[3] Z. V. d. I. Bd. 67, S. 635. 1923.

[4] Moore und Kommers: The Fatigue of Metals, S. 163 bis 167; Gough: The Fatigue of Metals S. 139 bis 144.

[1] Gough: The Fatigue of Metals, London 1926, S. 145.

[2] Erscheinen demnächst in der Z. V. d. I.

[3] Bei technischen Drahtprüfungen, die nach wenigen Lastwechseln zu Bruch führten, ergab sich ein roher Zusammenhang mit der Querkontraktion, während bei Seilbiegeversuchen mit vielen, aber schwachen Hin- und Herbiegungen ein solcher nur mit der Bruchfestigkeit vorhanden zu sein scheint. Z. Metallkunde Bd. 20, S. 64 bis 68. 1928.

[4] Engg., London, Bd. 118, S. 245. 1924; H. F. Moore: Manual of Endurance 1927, 26.

[5] Werkz.-Masch. Bd. 31, S. 400 bis 408. 1927.

Digitized by Google

geeignet, einen Anhalt zu der Ermittlung der Schwingungsfestigkeit für den nachfolgenden Dauerversuch bei Stählen zu geben. Die Darstellung zeigt aber, daß auf eine Nachprüfung durch langen Dauerversuch nicht verzichtet werden kann, und daß das Verfahren keine Gültigkeit für Nichteisenmetalle hat.

i) Werkstoffdämpfung.

Die Eigenschaft der Werkstoffe, Formänderungsarbeit zu vernichten, wird je nach Verwendungszweck als günstig (Maschinengehäuse, Getriebeteile, die für kurze Zeit Resonanzschwingungen unterliegen, Ventilfedern u. a.) oder ungünstig (Kugellager) angesehen. Sie wird unter dem Namen „Werkstoffdämpfung" vielfach als eine wertvolle Materialeigenschaft bezeichnet[1]. Es hat sich aber bei den vorliegenden Versuchen gezeigt, daß sie nicht nur von Stoff zu Stoff verschieden ist, sondern auch bei ein- und demselben Prüfstab zeitlich stark schwankt. Bei weichen C-Stählen zeigt sie sich am ausgeprägtesten, während sie bei den Leichtmetallen fast ganz fehlt. Da die Dämpfungseigenschaft überhaupt erst in größerem Umfange auftritt, wenn der Werkstoff bereits erheblich nahe bei seiner Schwingungsfestigkeit beansprucht ist, lassen sich ihre möglichen Vorteile kaum ausnutzen. Hingegen haftet ihr ein mittelbarer Wert insofern an als stark dämpfende Stoffe gegen den Einfluß der Oberflächenverletzung weitgehend unempfindlich zu sein pflegen.

k) Oberflächeneinfluß.

Bei spröden Stoffen zeigt sich, unter Dauerbeanspruchung noch weit mehr als unter statischer, daß geringste Verletzungen der Oberfläche des Prüfstabes die Festigkeit stark herabsetzen. Bei allen untersuchten und gebrochenen Stäben ging der Bruch, von einem typischen Einzelfall abgesehen, augenscheinlich stets von der Staboberfläche aus, trotzdem Zug-Druck-Beanspruchung vorliegt und trotz sorgfältig geschliffener Staboberfläche. Es muß der Oberflächenbeschaffenheit entschieden ein starker Einfluß auf die Schwingungsfestigkeit zugeschrieben werden[2]. Parallelversuche auf derselben Maschine mit Stäben verschiedenen Durchmessers und aus gleicher Stange[3] wären zur Aufklärung des Oberflächeneinflusses von Wert. Daß der Bruchbeginn an der Oberfläche begünstigt wird, läßt sich damit erklären, daß im Werkstoff härtere Teilchen einen weicheren Grundstoff skelettartig durchsetzen. Während im Stabinnern diese härteren Teilchen ringsum eingebettet sind, liegen sie an der Staboberfläche frei und geben an ihren Grenzen Gelegenheit zu Spannungshäufung und Kerbwirkung. Sie stellen gleichsam einen Ermüdungsansatz von vornherein dar[4], der durch die Korrosionswirkung der Luft begünstigt wird. Im Einklang hiermit zeigen Stoffe aus einheitlich weicher Substanz nur geringe Oberflächenempfindlichkeit (s. Zahlentafel 9, geglühtes Nickel und Kupfer zeigte keine Oberflächenempfindlichkeit).

Die in Zahlentafel 5 und 6 mit Zustandsbezeichnung „verletzt" angeführten Versuchsergebnisse wurden mit Stäben nach Abb. 14 durchgeführt, in deren zylindrischen Teil zwei Querrillen im Abstand von 15 mm und 0,03 mm Tiefe mit einem scharfen Stahl eingedreht wurden. Da naturgemäß die Oberflächenempfindlichkeit von der Tiefe der Verletzungen abhängig ist, wurden die Verletzungen nur so tief gemacht, wie sie in der Praxis unbeabsichtigterweise an Maschinenteilen, die durch Schwingungsbruch gefährdet sind, allenfalls noch auftreten werden. Zudem sollte die Tiefe der Verletzungen im Verhältnis der Stabdurchmesser nur gering (rund 1%) sein. Die Beeinträchtigung der Schwingungsfestigkeit durch die Oberflächenverletzung betrug 0 bis 30%. Es ist bekannt, daß die vergüteten oder verfestigten, also die spröden Stoffe gegen Oberflächenverletzung bei Dauerschwingungsbeanspruchung noch weit empfindlicher als bei statischer sind. Die auffallend hohe Empfindlichkeit des geglühten 0,05% C-Stahles ist daraus zu erklären, daß die Schwingungsverformbarkeit des verletzten Stabes so niedrig liegt, daß ein Abbau der oberen Streckgrenze erst entweder nach sehr vielen (mehr als 10^8) Lastperioden oder überhaupt nicht eintritt. Da der Stab jedoch erst nach Überwindung — sei es statisch nach Überschreiten oder bei Dauerbeanspruchung nach Abtragung — der oberen Streckgrenze plastische Eigenschaften erlangt, so verhält er sich bei der Dauerschwingungsprüfung mit Oberflächenverletzung wie ein spröder Stoff und weist mit Recht hohe Oberflächenempfindlichkeit auf. Daß der Oberflächeneinfluß bei Kupfer verschwindend ist, geht aus der Tatsache hervor, daß die Versuchsstäbe in diesem Fall nicht an den verletzten Stellen brachen. In Abb. 54 ist ein derartiger Stab dargestellt.

Abb. 54. Handelskupfer, Stange 2 (Anlieferung). Dauerbruch außerhalb der Oberflächenverletzung.

Neben der Gestalt der Oberflächenverletzung spielt auch die Art der Herstellung eine Rolle.

Durch stumpfe Werkzeuge wird bei dehnbarem Stoff die Rillenoberfläche plastisch verformt, was wiederum einen günstigen Einfluß auf die Schwingungsfestigkeit haben soll[1]. Auch der Verlauf der Verletzung, ob parallel oder quer zu der normalen Bruchfläche, ist von Wichtigkeit[2].

Die Wirkung stetig fortschreitender Oberflächenverletzung wird hervorgerufen, wenn der Prüfstab während des Dauerversuches mit korrodierender Flüssigkeit bespült wird. Je nach Stabmaterial und Korrosions-

[1] Schweiz. Bauzg. Bd. 83, S. 17 bis 20. 1924; Masch.-B.-Zg. Bd. 4, S. 49 bis 53 und S. 515 bis 521. 1925; Z. V. d. I. Bd. 70, S. 1291 bis 1296. 1928 und Bd. 72, S. 1293 bis 1296. 1928.

[2] Föppl hält die Schwingungsfestigkeit von Bearbeitungszufälligkeiten so stark abhängig, daß es unmöglich ist, sie genau festzustellen. Z. V. d. I. Bd. 70, S. 1295. 1926.

[3] Versuche in dieser Hinsicht sind unseres Wissens bisher noch nicht angestellt worden.

[4] Griffith gelang es mit Glasstäben sauberster und sofort gegen Korrosion durch Luft geschützter Oberfläche 200 tons per square inch = 310 kg/mm² Bruchfestigkeit zu erzielen.

[1] Schleifsteinrillen haben größere Wirkung als doppelt so tiefe Reißnadelrisse. Forsch.-Arb. Ing. herausgeg. vom V. d. I., Heft 304, S. 4 bis 5.

[2] Z. Metallkunde Bd. 20, S. 58 bis 63. 1928.

Digitized by Google

flüssigkeit ergeben sich beträchtliche Abnahmen 50 bis 65% bei Stahl mit Salzwasser) der Schwingungsfestigkeit[1]. Rostfreie und Cu-Legierungen zeigen den geringsten Korrosionseinfluß auf ihre Schwingungsfestigkeit. Praktisch wichtig ist die Feststellung, daß gutes Maschinenöl keinen korrosionsermüdenden Einfluß[2] hat, weshalb es auch als Kühlmittel bei Dauerversuchen zu empfehlen ist.

Abb. 55. 0,30% C-Stahl (Stange 2 Anlieferung $\varepsilon = 14{,}4$; $N = 10{,}2$). Der Dauerbruch breitet sich von einer Randstelle aus $V = 8$.

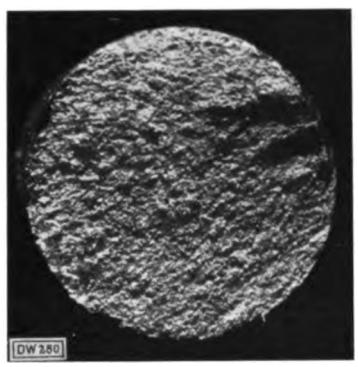


Abb. 56. 0,32% C-Stahl (geglüht $\varepsilon = 14{,}3$; $N = 1{,}0$). Der Dauerbruch breitet sich von mehreren Randstellen aus $V = 8$.

Abb. 57. Elektron (Anlieferung $\varepsilon = 33{,}8$; $N =$ rd. 0,1). Der Bruchbeginn zeigt feines, der Restbruch grobes Korn; $V = 8$.

V. Brucherscheinungen.

Bei fast allen gebrochenen Versuchsstäben, gleichgültig aus welchem Werkstoff, sind am Rande des Querschnitts eine oder mehrere winzige Stellen zu erkennen, von denen der Dauer-Bruch seinen Anfang nahm und sich strahlenförmig über den weiteren Querschnitt ausbreitet. Die Abb. 55 und 58 geben Bruchquerschnitte von kreiszylindrischen Prüfstäben in zehnfacher Vergrößerung wieder. Abb. 58 zeigt den äußerst seltenen Fall des Bruchbeginns im Inneren des Stabquerschnitts. Daß sich der Dauerbruch streng radial ausbreitet, ist hier sehr gut zu erkennen. Ein Kennzeichen des Dauerbruches ist es, daß keine Brucheinschnürung eintritt. Besonders an der Ausgangsstelle findet sich auch nicht die geringste Spur einer Einschnürung. Lediglich der Rest des Querschnittes, der plötzlich zerrissen wird, zeigt bei dehnbarem Stoff örtliche Fließerscheinungen, wie das nicht anders zu erwarten ist (Abb. 59). Für gewöhnlich treten die Brüche als relativ ebene Querschnittsflächen senkrecht zur Stabachse auf. Doch sind auch sehr zackige und gewölbte Bruchflächen zu beobachten (Abb. 60). Der Charakter der Bruchfläche, zackig, gewölbt oder stufenartig, pflegt in erster Linie dem Werkstoff bzw. seinem Zustand eigentümlich zu sein. Allgemein gilt, daß der Bruchbeginn feinkörnig

Abb. 58. Cr-Ni-Stahl (vergütet $\varepsilon = 32$; $N = 34{,}1$; $\varepsilon = 34$; $N = 19{,}4$; $\varepsilon = 36$; $N = 2{,}1$). Der Dauerbruch breitet sich von einer Stelle im Stabinnern auf einer Querschnittsebene senkrecht zur Stabachse konzentrisch aus. Die Restbruchfläche ist gegen die Stabachse geneigt; $V = 10$.

Abb. 59. 0,11% C-Stahl (Anlieferung $\varepsilon = 12{,}6$; $N =$ rd. 0,1). Unten glatter Bruchbeginn senkrecht zur Stabachse, oben Restbruch plastisch geformt; $V = 7$.

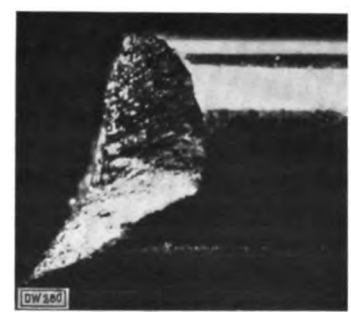


Abb. 60. 0,30% C-Stahl (Stange 2 geglüht; $\varepsilon = 22{,}1$; $N = 0{,}1$). Zackiger Bruch bei Überbeanspruchung; $V = 7$.

[1] Stahleisen Bd. 48, S. 1681. 1928 u. Z. Metallkunde Bd. 21 S. 174 bis 178. 1929.

[2] Engg., London, Bd. 122, S. 809. 1926.

Digitized by Google

und stets senkrecht zur Stabachse gerichtet ist (s. auch Abb. 57), während der Restbruch gröberes Korn und zur Stabachse geneigte Flächenteile aufweist. Brüche nach wenigen Lastperioden neigen zu zackiger Gestalt; diese Beobachtungen sprechen dafür, daß für die Zug-Druck-Schwingungsfestigkeit Normalspannungen maßgebend sind. Die Annahme, daß konzentrische Linien, ähnlich Jahresringen, bei Dauerbrüchen auftreten müssen, trifft so allgemein nicht zu. Solche Ringe deuten vielmehr auf einen ratenweise fortschreitenden Dauerbruch, wie er bei Werkstücken beobachtet worden ist, bei denen Betriebszustand und Stillstand periodisch abwechseln (z. B. Bahnachsen). Ein Prüfstab, der die Maschine über Nacht selbsttätig stillsetzte, ohne jedoch vollständig gebrochen zu sein, wurde am nächsten Tage aufs neue belastet. Die Bruchfläche zeigte eine deutliche Linie senkrecht zur Richtung der strahlenförmigen Struktur. Es ist kaum zu zweifeln, daß viele derartige Linien die bekannte Jahresringzeichnung ausmachen.

Schlußwort.

Die bisher mit der dynamischen Dauer-Zug-Druck-Maschine erzielten Ergebnisse bedürfen nach mancher Richtung noch der Vervollständigung und Erweiterung.

Vor allem sind weitgehende Vergleichsversuche mit anderen Dauerprüfmaschinen erforderlich, um die Materialwerte mit denen aus gebräuchlicheren Maschinen in Beziehung bringen zu können. Zur Lösung dieser Aufgabe ist z. Zt. im Staatlichen Materialprüfungsamt eine Dauerbiegemaschine der Firma Carl Schenck aufgestellt worden. Über die Ergebnisse solcher Versuche wird später berichtet werden.

Untersuchungen an zugfesten Anschlüssen im Holzbau.

Einleitende Versuche mit glatten Dornen.

Von **Johs. Stamer**[1].

Die Frage der zugfesten Anschlüsse für Holzkonstruktionen kann nicht als restlos gelöst betrachtet werden. Die Rechnungsannahmen z. B., die man für die Ermittlungen der Randspannungen bei Bolzenverbindungen aus der Theorie der Fundamentpressungen[2] übernommen hat, werden als vorläufige Notbehelfe in der Praxis empfunden. Die Hauptschwierigkeit bietet das Holz selbst infolge der starken Ungleichmäßigkeit seiner Festigkeitseigenschaften, nicht bloß in den verschiedenen Richtungen; diese Ungleichmäßigkeit besteht auch innerhalb des Querschnittes in starkem Maße infolge Verkernung der inneren Teile, exzentrischen Wuchses, einseitiger Rotholzbildung (bei Nadelhölzern) und anderer Ursachen. Schließlich geben Äste, Fehlstellen, Schwindrisse, Feuchtigkeitsunterschiede Anlaß zur mannigfachen Veränderung der Eigenschaften.

Zum Studium möglichst aller noch der Klärung bei Holzanschlüssen bedürftigen Fragen war ein Arbeitsplan vorgesehen, der sich auf die Untersuchung einfacher Bolzenverbindungen und später auch der hauptsächlichsten und gangbarsten Dübelverbindungen erstrecken sollte. Um bezüglich des Umfanges der Fragen allen Wünschen der Praxis gerecht zu werden, wandte sich das Amt an Dipl.-Ing. Haber-Schaim, Berlin, der einen Arbeitsplan, unter Berücksichtigung aller zunächst als wichtig erscheinenden Fragen entwarf. Der Gedankengang, der zur Aufstellung dieses Planes führte, war etwa folgender:

Der Wert einer Holzkonstruktion ist vornehmlich gegeben durch die Güte der zugfesten Anschlüsse. Eingehendere Kenntnis der Wirksamkeit der einzelnen Anschlußelemente ist zur Förderung wirtschaftlicheren Konstruierens erwünscht. Die Anschlußmittel, im wesentlichen Bolzen mit Muttern und Unterlegscheiben, Dübel der verschiedensten Art in Form und Stoff, bezwecken die Kraftübertragung von dem hochwertigen Eisen geringen Querschnittes, auf das weniger feste Holz größerer Abmessung, das die Kräfte meist mit seiner geringen Druckfestigkeit oder der noch niedrigeren Schubfestigkeit aufnehmen muß. Diese Umsetzung ist genauer zu studieren.

Zu diesem Zweck sind folgende Untersuchungen erwünscht:

1. Ist der Querschnitt eines Holzteiles $F = ab$, wie groß ist der Einfluß von verschiedenem Verhältnis $a\,b$[1]?
2. Wie wächst die übertragene Kraft mit der Zahl der Bindeglieder?
3. Wie wirkt sich die Dicke der Bindeglieder aus?
4. Wie äußert sich die Veränderung der Größe der Unterlagscheiben?
5. Welchen Einfluß hat die Reibung zwischen den Holzflächen?
6. Wie ist das Verhältnis der Inanspruchnahme der verschiedenen Festigkeiten bei einem Bolzen (Scherung, Biegung, Zug)?
7. Wie ändert sich die Kraftübertragung mit dem Winkel Kraft—Faserrichtung?

Würde man sich bei der Durchführung der nach 1 bis 7 notwendigen Versuchsreihen zunächst auf je drei Veränderungen und auf nur drei Parallelversuche beschränken, so ergibt sich schon ein außerordentlicher Umfang des Planes. Allerdings ist es nicht ausgeschlossen, daß sich im Laufe der Untersuchung die Möglichkeit einer Kürzung ergibt.

Untersuchungen mit glatten Dornen.

Von dem vorstehenden Arbeitsplan sind bisher nur die einleitenden Versuche mit glatten Dornen (ohne Kopf und Mutter) durchgeführt. Trotzdem sollen die Ergebnisse im Nachstehenden schon mitgeteilt werden,

[1] Original: Z. V. d. I. Bd. 73, S. 584—87. 1929.

[2] W. Schnidtmann: Beitrag zur Ermittlung von Fundamentpressungen. Stuttgart 1920; H. Bronneck: Holz im Hochbau. Wien 1927, u. a. m.

[1] a in der Richtung des Dornes, b senkrecht dazu.

Digitized by Google

damit etwa sich ergebende neue Gesichtspunkte und Anregungen bei den Hauptversuchen Berücksichtigung finden können.

Als Versuchskörper dienten Zugverbindungen nach Abb. 1 und 2 aus Kiefernholz. Die Mittelhölzer bildeten stets Stücke von 13 × 16 cm² Querschnitt. Geändert wurden das Seitenverhältnis der Außenhölzer, die Dorndicke und die Zahl der Dorne; der Querschnitt der Außenhölzer wurde auf etwa 100 cm² bemessen und das Verhältnis der Querschnittkanten zu 10 × 10, 8 × 13 und 6,5 × 16 cm gewählt. Die Zahl der Dorne in jedem Anschlußpunkt wurde auf 1 und 2 beschränkt, ihr Durchmesser auf 20, 16 und 13 mm und die Zahl der Parallelversuche auf 3.

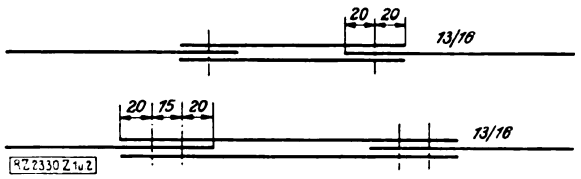


Abb. 1 und 2. Versuchskörper, Zugverbindungen aus Kiefernholz.

Das Holz, aus dem Handel bezogen, lagerte mehrere Monate bis zur Lufttrockenheit in einem gedeckten Schuppen. Auf die genaue Herstellung und sauberes Zusammenpassen der Bohrlöcher wurde besondere Sorgfalt gelegt. Die Dorne aus handelsüblichen Rundeisen füllten beim Zusammenbau die Bohrlöcher gut aus und mußten mit leichten Schlägen eingetrieben werden.

Die Endglieder (Mittelhölzer) wurden durch starke Seitenlaschen, die mit drei Bolzen im Holz gehalten wurden, an die Einspannköpfe der Maschine angeschlossen.

Bei den Versuchen wurde die Last stufenweise gesteigert und die Bewegung der Mittelhölzer voneinander nach je 2 Min. Lasteinwirkung gemessen.

Hier sei gleich bemerkt, daß von einer Bestimmung der Holzeigenschaften bei diesen Vorversuchen bewußt Abstand genommen wurde, da dergleichen Bestimmungen in den seltensten Fällen die gleiche Holzgüte erfassen können, auf deren Festigkeitseigenschaften das Ergebnis der Bolzenversuche beruht — Versuche in dieser Richtung liegen bereits vor[1]. Dem Erfordernis der Innehaltung möglichst gleicher Anordnung des Holzstückes wurde dadurch Rechnung getragen, daß bei den Außenhölzern von 8 × 13 und 6,5 × 16 cm² die Kernseite stets an den Mittelhölzern anlag; bei den Außenhölzern 10 × 10 cm lag der Kern etwa in der Mitte des Querschnittes.

Von einer Wiedergabe der Formänderungskurven sei an dieser Stelle abgesehen; sie stimmen innerhalb der drei Parallelversuche in befriedigender Weise überein.

Die eingeführten wechselnden Versuchsbedingungen gestatten eine Betrachtung der Ergebnisse nach Punkt 1 bis 3 der dem Arbeitsplan zugrunde liegenden Fragen, nämlich hinsichtlich des Seitenverhältnisses der Außenhölzer, der Zahl und der Dicke der Dorne.

Zur Beurteilung des Einflusses dieser drei Veränderlichen können die Bruch- und Höchstlasten und die Verschiebungen als Funktion der Zugkräfte herangezogen werden. Die Höchstlasten wurden erreicht bei den Verbindungen mit Dornen von 20 und 16 mm Durchmesser stets beim Aufsplittern der Seitenhölzer, also durch Spaltwirkung, bei den Verbindungen mit Dornen von 13 mm in den überwiegenden Fällen beim Abgleiten der Seitenhölzer von den Dornen. Bruch durch Aufplatzen des Mittelholzes trat nur in zwei Fällen ein.

Die mittleren Höchstlasten betrugen bei den drei Seitenverhältnissen der Außenhölzer a/b:

	$\frac{a}{b}$	B_{13} kg	B_{16} kg	B_{20} kg
Bei Verwendung eines Dornes	1	3150	3700	6730
	0,615	3050	3700	5900
	0,406	2830	2800	3830
Bei Verwendung zweier Dorne	1	5650	7720	9830
	0,615	6310	7100	9730
	0,406	5670	5630	7400

Einfluß der Dorndicke.

Der Einfluß der Dorndicke würde sich auf Grund dieser Ergebnisse wie folgt auswirken:

$B_{13}:B_{16}:B_{20} = 1:1{,}2:2{,}1$ bei einem Dorn und $a/b = 1$
$= 1:1{,}2:1{,}9$ „ „ „ „ „ $= 0{,}615$
$= 1:1\ :1{,}4$ „ „ „ „ „ $= 0{,}406$
Mittel $= 1:1{,}1:1{,}8$

$B_{13}:B_{16}:B_{20} = 1:1{,}4:1{,}7$ bei zwei Dornen und $a/b = 1$
$= 1:1{,}1:1{,}5$ „ „ „ „ „ $= 0{,}615$
$= 1:1\ :1{,}3$ „ „ „ „ „ $= 0{,}406$
Mittel $= 1:1{,}2:1{,}5$

Dies würde besagen, daß bei Verwendung glatter Dorne unter gleichen Bedingungen die Höchstlasten sich angenähert verhalten wie die Durchmesser der Dorne $B_{13} : B_{16} : B_{20} = 13 : 16 : 20 = 1 : 1{,}2 : 1{,}5$.

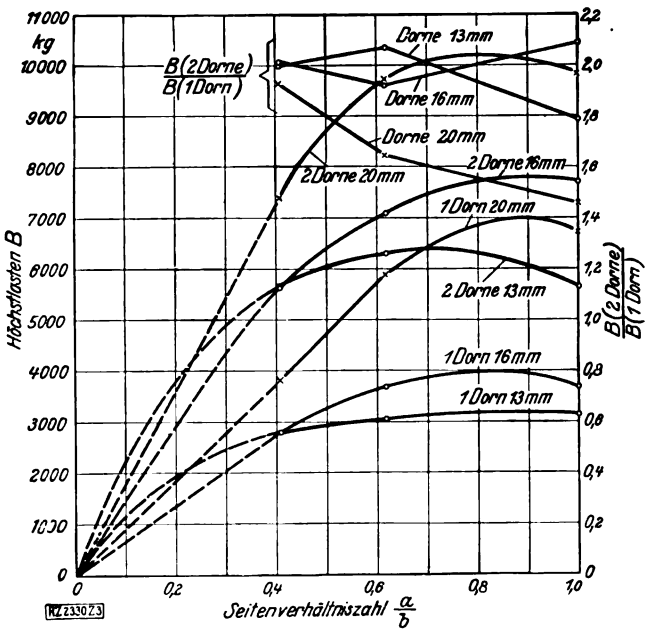


Abb. 3. Höchstlasten in Abhängigkeit vom Seitenverhältnis der Außenhölzer und Einfluß der Dornzahl auf die Höchstlasten.

Einfluß des Seitenverhältnisses der Außenhölzer.

In Abb. 3 sind die mittleren Höchstlasten als Funktion des Seitenverhältnisses der Außenhölzer aufgetragen und der Versuch gemacht, die Punkte zu Linienzügen zu verbinden. Danach hat es den Anschein, als

[1] Graf: Bauing. Bd. 3, S. 100. 1922.

Digitized by Google

ob der Höchstwert bei einem Seitenverhältnis zwischen 0,7 und 0,9 zu suchen wäre. Es braucht wohl kaum besonders hervorgehoben zu werden, daß Zahl der Parallelversuche und Zahl der Veränderungen im Dorndurchmesser zu schlüssigen Aussagen in dieser Richtung noch nicht ausreichen. Die Beantwortung der Frage nach dem günstigsten Verhältnis a/b dürfte auch erst bei Bolzenverbindungen mit Kopf und Mutter an Bedeutung gewinnen. Unterhalb $\frac{a}{b} = \approx 0{,}6$ nimmt jedenfalls bei den 20- und 16-mm-Dornen die Gefahr des Aufreißens der Seitenhölzer schnell zu; bei den 13-mm-Dornen kam Aufreißen als Bruchursache nicht mehr in Frage.

Einfluß der Dornzahl.

Der Quotient $\frac{B(2\text{ Dorne})}{B(1\text{ Dorn})}$ drückt die Auswirkung der Verdoppelung der Dornzahl aus und ist in Abb. 3 gleichfalls als Funktion des Seitenverhältnisses a/b aufgetragen. Für die Dorne von 13 und 16 mm Durchmesser nähert sich der Wert in befriedigender Weise der Zahl 2. Der starke Abfall des Linienzuges für 20 mm Dorndurchmesser dürfte dahin zu deuten sein, daß bei stärkeren Dornen eine Verdoppelung der Höchstlast nicht zu erwarten ist, wenn nicht der Bolzenabstand entsprechend dem Durchmesser der Dorne und dem Seitenverhältnis a/b vergrößert und damit die Gefahr des Aufreißens vermindert wird.

Für den Wert einer Holzverbindung ist nun die erreichbare Höchstbelastung nicht allein ausschlaggebend; diese ist von gewissen Zufälligkeiten, z. B. unvermeidlichen Schwindrissen, abhängig. Von Bedeutung sind in höherem Maße die Formänderungen an der Verbindungsstelle in Abhängigkeit von den Zugkräften. Die Kurven für die Bewegung der Mittelhölzer voneinander verliefen zunächst praktisch geradlinig; doch waren bereits in diesem Teil der Kurven die Verschiebungen größtenteils bleibender Art.

Es liegt nahe, die Neigung dieser Geraden zur Bewertung der Güte der Verbindung heranzuziehen, doch zeitigten Bemühungen in dieser Richtung keinen Erfolg. Die Kurven bogen dann im weiteren Verlauf allmählich im Sinne stärkerer Formänderung ab, so daß auch der Beginn stärkerer Formänderung als Maßstab der Güte wegen zu großer Unsicherheit der Bestimmung ausscheidet.

Entnimmt man den Schaulinien die Zugkräfte, die zu einer bestimmten stärkeren Formänderung erforderlich sind, z. B. für eine mittlere Bewegung von 5 mm an jedem Anschlußpunkt, so findet man:

	$\frac{a}{b}$	P_{13} kg	P_{16} kg	P_{20} kg
Bei Verwendung eines Dornes	1	1660	2460	4470
	0,615	1530	2390	3570
	0,406	1560	2530	3060
Bei Verwendung zweier Dorne	1	3090	5010	8270
	0,615	3060	4680	7320
	0,406	2810	4330	6070

Der Einfluß der Dorndicke würde sich hiernach wie folgt auswirken:

$P_{13}:P_{16}:P_{20} = 1:1{,}5:2{,}7$ bei einem Dorn und $a/b = 1$
$= 1:1{,}6:2{,}3$ „ „ „ „ „ $= 0{,}615$
$= 1:1{,}5:2{,}0$ „ „ „ „ „ $= 0{,}406$
Mittel $= 1:1{,}5:2{,}3$

$P_{13}:P_{16}:P_{20} = 1:1{,}6:2{,}7$ bei zwei Dornen und $a/b = 1$
$= 1:1{,}5:2{,}4$ „ „ „ „ „ $= 0{,}615$
$= 1:1{,}5:2{,}2$ „ „ „ „ „ $= 0{,}406$
Mittel $= 1:1{,}5:2{,}4$

Die Verschiebungskräfte würden sich danach im Mittel verhalten:

$P_{13}:P_{16}:P_{20} = 1:1{,}5:2{,}4$ = etwa wie die Dornquerschnitte[1]
$= f_{13}:f_{16}:f_{20} = 1{,}33:2{,}01:3{,}14 = 1:1{,}5:2{,}4.$

Beachtenswert ist der gleichsinnige Abfall der Verhältniszahl für einen und zwei Dorne von 20 mm mit fallendem Wert a/b.

In gleicher Weise wie in Abb. 3 die mittleren Höchstlasten, sind in Abb. 4 die mittleren Verschiebungskräfte

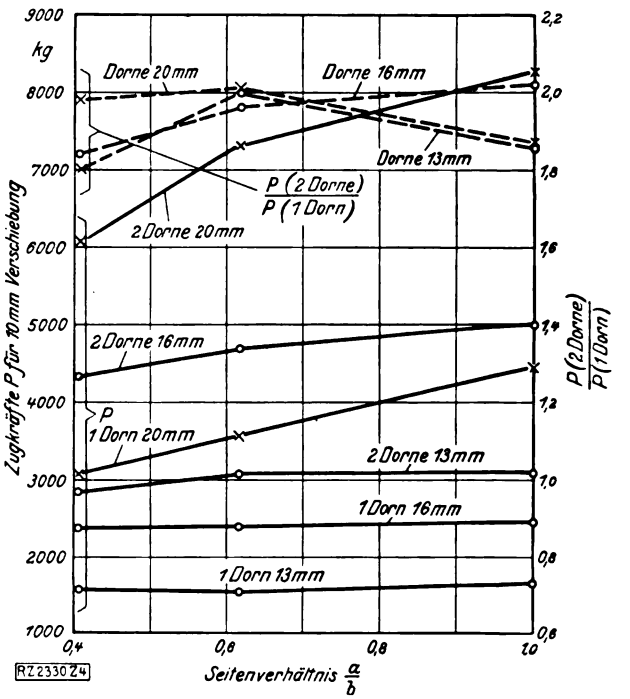


Abb. 4. Zugkräfte P für je 5 mm Verschiebung an jedem Anschluß in Abhängigkeit vom Seitenverhältnis und Einfluß der Dornzahl auf P.

für je 5 mm in jedem Anschlußpunkt als Funktion des Seitenverhältnisses der Außenhölzer aufgetragen. Der Einfluß des Seitenverhältnisses a/b wird hierbei nur für die 20-mm-Dorne und die Anordnung von zwei Dornen von 16 mm Durchmesser deutlich. Hier wachsen die Verschiebungskräfte mit zunehmenden a/b. Zur Beurteilung des Einflusses der Verdoppelung der Dornzahl ist in Abb. 4 der Quotient $\frac{P(2\text{ Dorne})}{P(1\text{ Dorn})}$ gegeben; er liegt für alle Dorndurchmesser nahe dem Wert 2.

Abb. 5 zeigt den Schnitt durch das Dornloch eines Mittelholzes nach Beendigung des Versuches. Auffallend sind die durch eine regelmäßige Kurve begrenzten Flächen verformten Holzes unter den Enden des Dornloches. Man könnte versucht sein, auf die Beanspruchung des Holzes aus der Tiefe der Zone schließen zu wollen. Dies erscheint aber wenig aussichtsreich, weil nach den Ver-

[1] Die gleiche Beziehung ergibt sich auch für größere Verschiebungswege als 5 mm an jedem Anschlußpunkt.

Digitized by Google

Zahlentafel 1.

Winkel Kraft—Faserrichtung		0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°
C in kg/cm³ für Walzendurchmesser	2,0 cm	2720	1970	1760	1175	1100	875	650
	1,43 „	3470	2740	2020	1320	1310	1220	1050
Verhältniszahlen für C (bei 0° = 100) bei Walzendurchmesser	2,0 „	100	72,5	65	43	40,5	32	24
	1,43 „	100	79	58,5	38	38	35	30
	im Mittel	100	76	62	41	39	33	27

suchen G. Jankas[1], die ich teilweise nachprüfte, die Verdrückung von Nadelholz bei Teilbelastung der Hirnfläche zunächst zwar angenähert geradlinig mit der Belastung zunimmt, nach Eintritt des Wendepunktes, der dem Zerstörungsbeginn entspricht, jedoch dann bei sinkender Belastung schnell wächst.

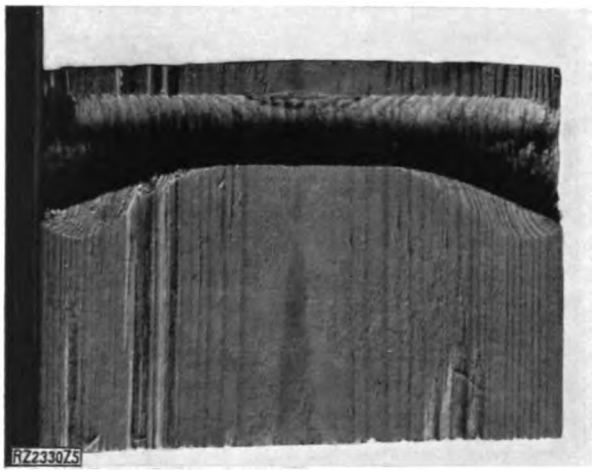


Abb. 5. Schnitt durch das Dornloch eines Mittelholzes nach dem Versuch.

sobald einigermaßen Gleichgewicht erreicht war, d. h. der Waagebalken der Maschine innerhalb 2 Min. nicht mehr merklich absank. Die Belastungen wurden bis zum Eintritt größerer Formänderungen gesteigert. Diese so-

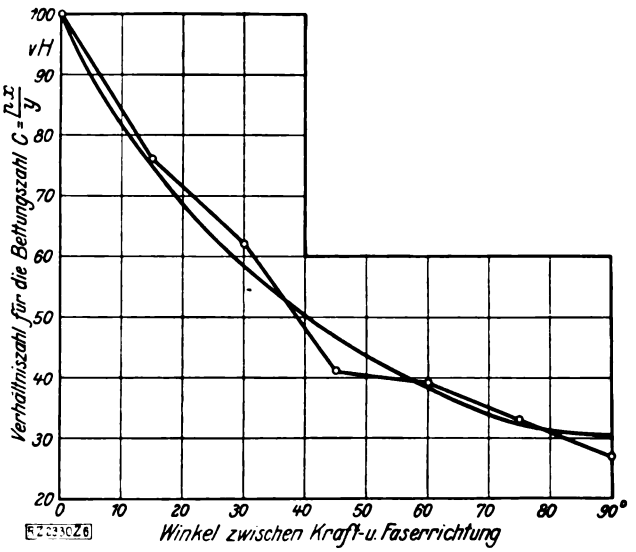


Abb. 6. Abfall der Bettungsziffer mit zunehmendem Winkel, Kraft—Faserrichtung.

Einfluß des Winkels Kraft — Faserrichtung.

Zur Fragestellung 7: „Wie ändert sich die Kraftübertragung mit dem Winkel Kraft — Faserrichtung?" wurden zwei Versuchsreihen folgender Art durchgeführt. Aus einem gut lufttrockenen Kiefernholzbalken mit gerade durchlaufenden Fasern wurden zwei Reihen prismatischer Versuchskörper zu je 7 Stück von a, b, h = 9, 12, 16 cm Kantenlänge derart entnommen, daß die Fasern zur Höhe h um 0, 15, 30, 45, 60, 75 und 90° geneigt waren. In einer Endfläche ($a\,b$) war eine Rinne vom Halbkreisquerschnitt vorgesehen, die von Mitte zu Mitte der Kante a lief, und zwar lagen die Prismen im Balken derart, daß die Rinnen möglichst genau an der gleichen Stelle im Querschnitt lagen. Der Durchmesser der Rinne betrug bei der einen Reihe 20, bei der andern 14,3 mm, so daß zwei sauber gedrehte Stahlwalzen von 20,0 und 14,3 mm Durchmesser sich satt in die Rinnen einlegten. Die Walzen wurden stufenweise belastet und die Eindringung in das Holz mit Meßuhren gemessen, wie der weitere Verlauf des Belastungsversuches waren nicht von Bedeutung, da sie die Vorgänge während der Zerstörung umfassen, die im vorliegenden Falle durch die beschränkten Abmessungen der Versuchskörper und den dadurch bedingten geringen Schubwiderstand in den Jahrringgrenzen bei zur Kraft geneigter Faser bedingt ist. Vor Eintritt der größeren Formänderungen steigen die Eindringtiefen geradlinig mit den Druckkräften an, und zwar nimmt die Neigung der Geraden zur Achse der Eindringtiefen mit wachsendem Winkel Kraft—Faserrichtung ab.

Drückt man die Neigung der Geraden aus als $C = \frac{px}{y} = \frac{\text{Flächenpressung}}{\text{Eindringtiefe}}$, so ergeben sich für beide Versuchsreihen die Werte nach Zahlentafel 1.

Die Erfahrung, daß dünnere Bolzen verhältnismäßig höheren Widerstand im Holz finden, bestätigt sich. Abb. 6 gibt den Verlauf der mittleren Verhältniszahlen mit dem Winkel und die Ausgleichkurve.

Als nächste Versuchsreihe ist in Aussicht genommen eine Reihe Zugkörper gleicher Abmessungen, wie oben, mit Bolzen als Bindeglieder und Veränderung der Bolzendicke und der Größe der Unterlegscheiben.

[1] G. Janka: Die Eignung des Buchenholzes zu Straßenpflaster im Vergleiche mit Nadelhölzern. Wien 1902.

Digitized by Google

Druck der Spamerschen Buchdruckerei in Leipzig.
Printed in Germany.

Digitized by Google

Mechanik der elastischen Körper. Redigiert von **R. Grammel.** Mit 290 Abbildungen. XII, 632 Seiten. 1928. (Band VI vom „Handbuch der Physik". Herausgegeben von H. Geiger und Karl Scheel.) Preis des Bandes RM 56.—; gebunden RM 58.60

Festigkeitslehre. Von **S. Timoshenko,** Professor der Mechanik an der University of Michigan, vorm. an den techn. Hochschulen Kiew und Petersburg, und **I. M. Lessels,** Masch.-Ingenieur des Research Dept. Westinghouse Electric and Mfg. Co. Ins Deutsche übertragen von Dr. **I. Malkin,** Ingenieur. Mit 391 Abbildungen im Text. XVIII, 484 Seiten. 1928. Gebunden RM 28.—

Festigkeitslehre. Von **George Fillmore Swain,** LL. D., Professor an der Harvard-Universität, New York. Autorisierte Übersetzung von Dr.-Ing. **A. Mehmel,** Hannover. Mit 463 Textabbildungen. XVIII, 630 Seiten. 1928. Gebunden RM 34.—

Festigkeitslehre für Ingenieure. Von Dipl.-Ing. **H. Winkel †,** Studienrat an der Beuthschule. Nach dem Tode des Verfassers bearbeitet und ergänzt von Dr.-Ing. **K. Lachmann.** Mit 365 Textabbildungen. VII, 494 Seiten. 1927. Gebunden RM 26.—

Die Kraftfelder in festen elastischen Körpern und ihre praktischen Anwendungen. Von Dr.-Ing. **Th. Wyss,** Privatdozent für Statik und Brückenbau an der Techn. Hochschule Danzig. Mit 432 Abbildungen im Text und auf 35 Tafeln. IX, 368 Seiten. 1926. Gebunden RM 25.50

Spannungskurven in rechteckigen und kelifömigen Trägern. Theorie und Versuch über Spannungsverteilung als Scheibenproblem mit besonderer Berücksichtigung der lokalen Störung. Von **Akira Miura,** Professor an der kaiserlichen Universität Kioto. Mit 142 Abbildungen im Text und auf 6 Tafeln. V, 111 Seiten. 1928. RM 11.—; gebunden RM 12.50

Der durchlaufende Träger über ungleichen Öffnungen. Theorie, gebrauchsfertige Formeln, Zahlenbeispiele. Von Dr.-Ing. **Emil Kammer,** ord. Professor für Ingenieurwissenschaften an der Technischen Hochschule Darmstadt. Mit 303 Abbildungen im Text und auf 4 Tafeln. VIII, 269 Seiten. 1926. RM 25.50; gebunden RM 27.—

Theorie des Trägers auf elastischer Unterlage und ihre Anwendung auf den Tiefbau nebst einer Tafel der Kreis- und Hyperbelfunktionen. Von Dr.-Ing. **K. Hayashi,** Professor an der Kaiserlichen Kyushu-Universität Fukuoka-Hakosaki (Japan). Mit 150 Textfiguren. X, 302 Seiten. 1921. Unveränderter Neudruck 1930. RM 24.—

Theorie und Berechnung der eisernen Brücken. Von Ing. Dr. **Friedrich Bleich.** Mit 486 Textabbildungen. XI, 581 Seiten. 1924. Gebunden RM 37.50

Rahmen und Balken. Eine vollständige, leichtfaßliche Entwicklung gebrauchsfertiger Rahmenformeln auf rechnerischer Grundlage für 23 verschiedene Rahmenformen. Mit Formeln für die Berechnung von Balken auf 2 bis 6 Stützen mit freien und mit eingespannten Endauflagern nebst einem Anhang mit Durchbiegungsformeln, Bemessungstabellen für Eisenbeton und Tabellen über Pfahlrammungen. Von **Jürgen Staack,** Bauingenieur in Hamburg. Mit mehr als 1000 Rahmen- und über 300 Balken-Belastungsfällen sowie 448 Abbildungen. VIII, 281 Seiten. Februar 1931. RM 19.—; gebunden RM 20.—

Holz im Hochbau. Ein neuzeitliches Hilfsbuch für den Entwurf, die Berechnung und Ausführung zimmermanns- und ingenieurmäßiger Holzwerke im Hochbau. Von Ingenieur **Hugo Bronneck,** behördl. autor. Zivilingenieur für das Bauwesen. Mit 415 Abbildungen, zahlreichen Tafeln und Zahlenbeispielen. XVI, 388 Seiten. 1927. Gebunden RM 22.20

Stahl im Hochbau. Taschenbuch für Entwurf, Berechnung und Ausführung von Stahlbauten. Achte, nach den neuesten Festlegungen bearbeitete Auflage von „Eisen im Hochbau". Mit Unterstützung vom Stahlwerks-Verband A.-G., Düsseldorf, und Deutschen Stahlbau-Verband, Berlin, herausgegeben vom Verein deutscher Eisenhüttenleute, Düsseldorf. XXIV, 761 Seiten. 1930. In Ganzleinen gebunden RM 12.—

VERLAG VON JULIUS SPRINGER / BERLIN UND WIEN

Digitized by Google

Handbuch des Materialprüfungswesens für Maschinen- und Bauingenieure. Von Professor Dipl.-Ing. **Otto Wawrziniok,** Dresden. Zweite, vermehrte und vollständig umgearbeitete Auflage. Mit 641 Textabbildungen. XX, 700 Seiten. 1923. Gebunden RM 26.—

Werkstoffprüfung für Maschinen- und Eisenbau. Von Dr. **G. Schulze,** Ständ. Mitglied am Staatl. Materialprüfungsamt Berlin-Dahlem, und Studienrat Dipl.-Ing. **E. Vollhardt.** Mit 215 Textabbildungen. VIII, 185 Seiten. 1923. RM 7.—; geb. RM 8.50

Das Buch behandelt die Prüfmaschinen und ihre Eichung, die Ausführung der Versuche und die Auswertung der Ergebnisse sowie die theoretischen Grundlagen der Materialprüfung.

Die Dauerprüfung der Werkstoffe hinsichtlich ihrer Schwingungsfestigkeit und Dämpfungsfähigkeit. Von Professor Dr.-Ing. **O. Föppl,** Vorstand des Wöhler-Institutes, Technische Hochschule Braunschweig, Dr.-Ing. **E. Becker,** Ludwigshafen, und Dipl.-Ing. **G. v. Heydekampf,** Braunschweig. Mit 103 Abbildungen im Text. V, 124 Seiten. 1929. RM 9.50; gebunden RM 10.75

Die Dauerfestigkeit der Werkstoffe und der Konstruktionselemente. Elastizität und Festigkeit von Stahl, Stahlguß, Gußeisen, Nichteisenmetall, Stein, Beton, Holz und Glas bei oftmaliger Belastung und Entlastung sowie bei ruhender Belastung. Von **Otto Graf.** Mit 166 Abbildungen im Text. VIII, 131 Seiten. 1929. RM 14.—; gebunden RM 15.50

Festigkeitseigenschaften und Gefügebilder der Konstruktionsmaterialien. Von Professor Dr.-Ing. **C. Bach** und Professor **R. Baumann,** Stuttgart. Zweite, stark vermehrte Auflage. Mit 936 Figuren. IV, 190 Seiten. 1921. Gebunden RM 18.—

Elastizität und Festigkeit. Die für die Technik wichtigsten Sätze und deren erfahrungsmäßige Grundlage. Von Professor Dr.-Ing. **C. Bach** und Professor **R. Baumann,** Stuttgart. Neunte, vermehrte Auflage. Mit in den Text gedruckten Abbildungen, 2 Buchdrucktafeln und 25 Tafeln in Lichtdruck. XXVIII, 687 Seiten. 1924. Gebunden RM 24.—

Über das elastische Verhalten von Beton mit besonderer Berücksichtigung der Querdehnung. Von **Hirohiko Yoshida,** Professor am Technical College in Fukui, Japan. Mit 59 Textabbildungen. VI, 114 Seiten. 1930. RM 11.—

Schwingungstechnik. Ein Handbuch für Ingenieure. Von Dr.-Ing. **Ernst Lehr,** Oberingenieur in Darmstadt.

Erster Band: **Grundlagen. Die Eigenschwingungen eingliedriger Systeme.** Mit 187 Textabbildungen. XXIII, 295 Seiten. 1930. RM 24.—; gebunden RM 25.50

Der zweite Band wird die insbesondere für den Maschinenbauer wesentlichen Probleme der erzwungenen Schwingungen unter Einschluß der Lehre von den kritischen Drehzahlen behandeln.

Grundzüge der technischen Schwingungslehre. Von Dr.-Ing. **Otto Föppl,** a. o. Professor an der Technischen Hochschule und Vorstand des Wöhler-Instituts, Braunschweig. Zweite, verbesserte und ergänzte Auflage. Mit 140 Abbildungen im Text. VI, 212 Seiten. 1931. RM 8.25; gebunden RM 9.50

Mechanische Schwingungen und ihre Messung. Von Dr.-Ing. **J. Geiger,** Oberingenieur, Augsburg. Mit 290 Textabbildungen und 2 Tafeln. XII, 305 Seiten. 1927. Gebunden RM 24.—

Lehrbuch der Technischen Mechanik starrer Systeme. Zum Vorlesungsgebrauch und zum Selbststudium. Von Dr. **Karl Wolf,** o. Professor an der Technischen Hochschule in Wien. Mit 250 Textabbildungen. IX, 359 Seiten. 1931. Gebunden RM 19.—

Die Eigenschaften des Hartmessings. Von Professor Dr.-Ing. e. h. **O. Bauer,** Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung, und Professor **K. Memmler,** Staatliches Materialprüfungsamt. Mit 76 Abbildungen. II, 58 Seiten. 1929. RM 13.50; gebunden RM 15.50

Die broschierte Ausgabe erschien als Sonderheft VIII der „Mitteilungen der Deutschen Materialprüfungsanstalten".

VERLAG VON JULIUS SPRINGER / BERLIN UND WIEN

Hierzu 2 Beilagen vom Verlag Julius Springer in Berlin

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen
Materialprüfungsanstalten

Sonderheft XVI:
Aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung und dem Staatlichen Materialprüfungsamt zu Berlin-Dahlem

Spanlose Formung der Metalle

Von

G. Sachs

unter Mitwirkung von

W. Eisbein, W. Kuntze
und W. Linicus

Mit 235 Abbildungen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1931

Mitt. dtsch. Mat.prüfgsanst.

Preis RM 26.—

Digitized by Google

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen
Materialprüfungsanstalten

Sonderheft XVI:
Aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung und dem Staatlichen Materialprüfungsamt zu Berlin-Dahlem

Spanlose Formung der Metalle

Von

G. Sachs

unter Mitwirkung von

W. Eisbein, W. Kuntze
und W. Linicus

Mit 235 Abbildungen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1931

Digitized by Google

Vorwort.

In dem vorliegenden Heft sind drei Forschungsarbeiten des Kaiser-Wilhelm-Institutes für Metallforschung zusammengestellt, die sich mit spanloser Formung beschäftigen, und zwar mit Tiefziehen, Drahtziehen und Stangenpressen. Eine vierte Arbeit über Eindruckvorgänge, die gemeinschaftlich mit dem Staatlichen Materialprüfungsamt zu Berlin-Dahlem ausgeführt wurde, befaßt sich zwar vorwiegend mit Härteprüfung, gilt aber in ihren Auswirkungen auch für das Gesenkpressen, Stanzen, Prägen usw. Damit sind hier, mit Ausnahme des Walzens, das von den Vorgängen der spanlosen Formung bisher am eingehendsten untersucht ist, die wichtigsten Formungen behandelt.

Das Ziel jeder Einzelarbeit war es, durch Versuche und theoretische Überlegungen für einige einfache und praktisch wichtige Fälle möglichst weitgehend die grundsätzlichen Zusammenhänge aufzudecken, und zwar in erster Linie im Hinblick auf den Kraft- bzw. Arbeitsbedarf und die dadurch bestimmte natürliche Grenze eines einzelnen Arbeitsganges. Hierbei ist nicht nur das Verhalten des Werkstoffes ins Auge gefaßt, sondern auch der Einfluß des Werkzeugs berücksichtigt. Die entwickelten Grundgesetze dürften auch auf verwickeltere Arbeiten anwendbar sein, wenn auch ihre Auswirkung im einzelnen nur durch weitere, umfangreiche Versuchsarbeit zu klären sein wird.

Die hier behandelten Fragen gehören zu dem bisher am meisten vernachlässigten Teil der mechanischen Technologie der Metalle. Dabei sind gerade diese Gebiete insofern besonders reizvoll, als sie, wie der Inhalt des Bandes zeigen wird, heute vielfach schon eine weitgehende geschlossene Behandlung zulassen. Die Entwicklung in der Zukunft wird daher wohl dahin gehen, daß sich eine besondere theoretische Technologie oder, wie sie Ludwik nennt, eine technologische Mechanik, von der mechanischen Technologie als ein großes und praktisch äußerst wichtiges Arbeitsgebiet abtrennen wird.

Aus diesem Grunde ist den Forschungsarbeiten eine Einführung vorangestellt, in welcher der Versuch unternommen ist, die grundsätzlichen Zusammenhänge der Formungsvorgänge herauszuschälen. Die Notwendigkeit hierzu ergab sich daraus, daß in den Einzelarbeiten die Grundbegriffe der Technologie und Metallkunde vorausgesetzt werden mußten, um die Geschlossenheit ihres Inhalts zu wahren. Erleichtert wurde diese Arbeit durch den erst im Laufe der Versuche zutage getretenen Umstand, daß die vier Untersuchungen im wesentlichen nach einheitlichen Richtlinien aufgebaut werden konnten. Dadurch wurde auch der Gedanke nahegelegt, die Arbeiten zu dem vorliegenden Heft zusammenzufassen.

Frankfurt a. M., Dezember 1930.

G. Sachs.

Digitized by Google

Inhalt.

Seite

Vorwort 2

Zur Einführung in die Technologie der spanlosen Formung 5

Von **G. Sachs.**

Seite

1. Anforderungen an das Werkzeug 5
2. Kaltverformung und Warmverformung 6
3. Grenzen der Formung 8
4. Anlage von Versuchen 9
5. Theorie der Formungsvorgänge 10

Untersuchungen über Tiefziehen 11

Von **G. Sachs.** (Nach Versuchen mit **W. Riem.**)

Einleitung 11
A. Versuche 12
1. Versuchseinrichtung und Werkstoffe 12
2. Einfluß des Ziehspaltes 14
3. Einfluß des Faltenhalterdruckes 16
a) Faltenbildung 16
b) Halterkraft und Kraftbedarf 16
c) Beeinflussung des Halterkraftanteils 17
4. Bestimmung der Ziehfähigkeit 18
a) Definition der Ziehfähigkeit 18
b) Ziehfähigkeit verschiedener Werkstoffe 20
5. Schlußbemerkungen 23
B. Theoretischer Teil. 24
1. Mechanik des Tiefziehvorgangs 24
a) Umformung des Zuschnitts unter dem Faltenhalter 24
b) Berechnung der Stempelkraft 26
2. Geometrische Zusammenhänge 27
3. Berechnung des Kraftbedarfs 28
a) Stofflicher Anteil 28
b) Ermittlung des Reibungsbeiwertes 29
c) Anteil der Biegung 30
d) Berechnung der Ziehkurven 30
4. Betrachtungen über Ziehfähigkeit 32
a) Zerreißkraft und Zugfestigkeit 32
b) Berechenbarkeit der Ziehfähigkeit 33
c) Ziehfähigkeit und Fließkurve 33
5. Formänderungen des Zuschnitts 33
a) Berechnung der Formänderungen 33
b) Versuch und Rechnung 35
c) Änderung der Oberflächengröße 36
d) Einfluß des Ziehspaltes 37
6. Schlußbemerkungen 37
Zusammenfassung 37

Versuche über die Eigenschaften gezogener Drähte und den Kraftbedarf beim Drahtziehen . . . 38

Von **W. Linicus** und **G. Sachs.**

Einleitung 38
Versuchseinrichtungen und Versuchsmaterial . 39
A. Eigenschaften gezogener Drähte 40
1. Festigkeitseigenschaften beim Zugversuch 40
2. Ziehen und Zugversuch 42
a) Fließkurven nach Ludwik 43
b) Festigkeiten und Dehnungen gezogener Drähte 44
c) Wirkliche und wirksame Querschnittsabnahme 44
d) Gleichmäßige Querschnittsabnahme und Einschnürung 45
3. Ungleichmäßigkeit der Festigkeit über den Querschnitt 46
a) Festigkeiten abgedrehter Drahtproben 47
b) Gefügeuntersuchung durch Röntgenaufnahmen 47
c) Verwerfung der Endflächen gezogener Drähte. 48
4. Reckspannungen 49
a) Bestimmung des Anteils der Längsspannungen an den Reckspannungen 49
b) Nachweis der Reckspannungen durch die Quecksilberprobe 52
B. Der Kraftbedarf beim Ziehvorgang 53
1. Versuche über den Kraftbedarf 53
a) Abhängigkeit der Ziehkraft von den Versuchsbedingungen 53
b) Ermittlung der Reibung 55
2. Mechanik des Drahtziehens 58
3. Versuch und Theorie 59
a) Reibungsfreier Kraftbedarf 59
b) Vollständiger Kraftbedarf 61
Schlußbemerkungen 63
Zusammenfassung 64
Anhang 65
1. Versuche an weichem Stahldraht 65
2. Versuche an hartem Messingdraht 66

Kraftbedarf und Fließvorgänge beim Stangenpressen 67

Von **W. Eisbein** und **G. Sachs.**

Einleitung 67
A. Laboratoriumsversuche über Kaltpressen 68
1. Versuchsdurchführung und Werkstoffe 68
2. Versuche über den Kraftbedarf 70
a) Einfluß der Blocklänge und der Matrizenlänge 70
b) Einfluß der Preßgeschwindigkeit 71
c) Abhängigkeit des Kraftbedarfs vom Verpressungsgrad 71
d) Versuche mit verschiedenen Matrizenformen . 73
3. Untersuchung der Fließvorgänge 74
a) Verfahren zur Verfolgung des Materialflusses 74

Digitized by Google

Seite

b) Beschreibung der Fließvorgänge unter verschiedenen Bedingungen 75
c) Unterdrückung der Trichterbildung 77
B. Versuche in der Praxis über Warmpressen 78
1. Vorrichtung, Versuchsdurchführung und Werkstoffe 78
2. Versuche über den Kraftbedarf 79
a) Einfluß von Preßgeschwindigkeit und Preßtemperatur 79
b) Abhängigkeit des Kraftbedarfes vom Verpressungsgrad 80
3. Gefüge und Eigenschaften gepreßter Messingstangen 81
4. Untersuchung der Fließvorgänge 85
a) Verfahren zur Verfolgung des Materialflusses 85
b) Fließvorgänge bei Messing und Kupfer 86
C. Theorie des Fließvorgangs beim Stangenpressen 89
1. Entwicklung der Formeln für den Kraftbedarf . 89
2. Ungleichmäßigkeit des Materialflusses 90
3. Fließgeschwindigkeiten im Preßgut 91
4. Ermittlung des Fließwiderstandes aus Stauchversuchen 92
5. Berechnung der Reibungsbeiwerte 94
6. Wirklicher und theoretischer Kraftbedarf 95
Zusammenfassung 95

Eindruckvorgänge in Metallen 96

Von **W. Kuntze** und **G. Sachs.**

Einleitung 96
A. Experimenteller (analytischer) Teil 97
1. Versuchseinrichtung und Werkstoffe 97
2. Kegeleindruck 98
a) Entwicklung des Versuchsverfahrens: Versuche an Duralumin 98
b) Einfluß von Belastungshöhe und Belastungsstufe, Versuche an Kupfer, Messing, Weicheisen und Zinn 101
3. Zylinder- und Kugeleindruck 103
4. Kegelwinkel und Reibungseinflüsse 107
5. Kegel-, Kugel- und Zylinderhärte 109
6. Kegelwinkel und Kegelhärte 110
7. Abfließen und Eindrucktiefe 111
8. Abfließen und Verfestigung 114
a) Voreindrücke 114
b) Kombinationseindrücke 114
9. Potenzgesetz 116
B. Theoretischer (synthetischer) Teil 117
1. Zylinderhärte und Stauchversuch 118
a) Spannungszustand im eingedrückten Körper . 118
b) Berechnung der Eindruckkurven 119
c) Berechnung des Fließbeginns 121
2. Zylinder- und Kegelhärte 122
3. Kegelhärte in Abhängigkeit vom Winkel (Keilwirkung) 123
4. Reibungsbeiwert 124
5. Synthese und Schlußbemerkungen 124
Zusammenfassung 126

Digitized by Google

Zur Einführung in die Technologie der spanlosen Formung.

Die Überführung eines Metallkörpers in eine gewünschte Endgestalt bildet die Aufgabe aller Arbeitsvorgänge, die wir unter dem Namen Mechanische Technologie zusammenfassen. Entsprechend den verschiedenen grundsätzlichen Möglichkeiten, diese Aufgabe zu lösen, teilt man die Technologie in eine Anzahl von Teilgebieten ein, und zwar im wesentlichen in Formen und Gießen, spanlose Formung, spanabhebende Bearbeitung und Zusammenfügungsarbeiten.

Unter dem Begriff spanlose Formung verstehen wir alle jene Arbeitsvorgänge, bei denen die Gestaltsänderung auf der Grundlage der Bildsamkeit oder Plastizität der metallischen Werkstoffe erfolgt. Die wichtigsten Formungsvorgänge sind das Stauchen (Schmieden und freies Pressen), das Walzen, das Stangenpressen (Strangpressen), das Stangen- und Rohrziehen, das Tiefziehen (Blechziehen), das Gesenkpressen und Prägen sowie die Biegearbeiten. Außerdem gibt es noch eine Anzahl von Formungen geringerer Bedeutung wie z. B. das Rohrwalzen, deren Eingliederung nicht ganz sicher ist. Man muß dabei grundsätzlich beachten, daß ein praktischer Arbeitsvorgang aus verschiedenen Einzelvorgängen zusammengesetzt sein kann. Hierbei ist nicht an eine äußere Kombination gedacht, die offen auf der Hand liegt, wie zum Beispiel an das gleichzeitige Stanzen und Ziehen, sondern an Vorgänge, die sich, wie zum Beispiel das gewöhnliche Tiefziehen, bei einer genaueren Untersuchung als eine Überlagerung von reinem Tiefziehen und Rohrziehen herausstellen. Schließlich ist es noch unklar, wo solche Vorgänge, wie das Lochen, Stanzen, Abscheren usw., unterzubringen sind, bei denen die plastische Verformung bis zur Materialtrennung geführt wird. Es wird wohl zweckmäßig sein, sie als besondere Gruppe, etwa unter dem Namen Scherarbeiten, zusammenzufassen, und als Übergänge von der spanlosen Formung zu der spanabhebenden Bearbeitung anzusehen.

Die wissenschaftliche Technologie hat letzten Endes die Aufgabe, die Grundlagen dafür zu schaffen, wie ein bestimmter Endkörper aus einem bestimmten Stoff auf dem wirtschaftlichsten Wege herzustellen ist. Hierbei darf man sich jedoch nicht ausschließlich auf die Wirtschaftlichkeit des Arbeitsvorganges beschränken, deren Hauptposten Personal- und Zeitaufwand, Anlagekosten und Energieverbrauch, Maschinen- und Werkzeugverschleiß, sowie Materialabfall (durch Werkzeuggestaltung und Ausschuß) sind. Eine vielleicht ebenso große wirtschaftliche Bedeutung kommt heute anerkanntermaßen der Qualität des Erzeugnisses zu, die in erster Linie von der Wahl und Ausbildung des Werkzeugs, den Eigenschaften des Ausgangsmaterials, sowie den Arbeitsbedingungen (Temperatur, Geschwindigkeit usw.) abhängig ist. Es ist von vornherein nicht zu erwarten, daß der wirtschaftlichste Arbeitsgang auch zu dem besten Erzeugnis führt. Und die Untersuchung des Drahtziehens zum Beispiel zeigt in der Tat, daß die erste Forderung eine andere Werkzeuggestaltung bedingt als die zweite. Der Betriebsführer muß sich daher stets klar darüber sein, welches Gewicht jeder dieser beiden Forderungen zukommt.

Eine exakte Beurteilung der Wirtschaftlichkeit setzt somit eine genaue Kenntnis aller technologischen Vorgänge voraus. Von diesem Zustand sind wir jedoch noch weit entfernt. Bisher wird die Technologie in weitesten Kreisen als eine rein beschreibende Wissenschaft aufgefaßt, die sich in erster Linie mit den Maschinen und Vorrichtungen befaßt. In neuester Zeit hat sich jedoch die Kenntnis der Werkstoffe soweit vertieft, daß von dieser Seite aus die Technologie auf exakter physikalischer Grundlage neu aufgebaut wird. Die allgemeine Technologie kann somit in eine praktische Technologie und eine theoretische Technologie gegliedert werden. Die theoretische Technologie hat sich heute in erster Linie mit dem Verhalten des Werkstoffes, sowie dem Wechselspiel zwischen Werkzeug und Werkstoff zu beschäftigen. Auch für den Bau von Maschinen gibt es schon vereinzelte Hinweise, welche grundsätzlichen Erwägungen dabei vom technologisch-stofflichen Gesichtspunkt aus einzubringen sind.

Wir können nunmehr darangehen, als Einleitung zu den im vorliegenden Band zusammengefaßten Arbeiten, die allgemeinen Gesichtspunkte für die spanlose Formung zu behandeln. Wie weit die Betrachtungen auch für andere technologische Vorgänge gelten, muß dahingestellt bleiben.

1. Anforderungen an das Werkzeug.

Unsere Kenntnis der Werkzeugfragen ist bisher noch sehr gering. Wir sind daher hier nur in der Lage, in ganz rohen Umrissen eine systematische Übersicht über die wichtigsten Gesichtspunkte zu geben, welche bei der Konstruktion eines Werkzeugs zu berücksichtigen sind. Und zwar wird sich der Technologe über die grundsätzlichen Anforderungen klar werden müssen, die er an das Material und die Gestaltung der Werkzeuge zu stellen hat, sowie darüber, welchen Einfluß die Eigenschaften des zu verarbeitenden Stoffes darauf ausüben.

Von einem Werkzeugmaterial sind in erster Linie folgende Eigenschaften zu fordern:

Festigkeit gegenüber Sprengkräften, Stößen usw.,
Standhaltigkeit (großer Abnutzungswiderstand),
Sondereigenschaften wie Wärmebeständigkeit usw., und
Geringer Reibungswiderstand.

Digitized by Google

Von diesen Eigenschaften bedürfen die ersten drei keiner besonderen Erörterung. Sie treten am Werkzeug unmittelbar hervor, und es besteht daher keine Gefahr, daß sie unbeachtet bleiben. Eine ausführlichere Behandlung dieser Fragen liegt auch nicht im Sinne der vorliegenden Ausführungen.

Unklar ist dagegen die Bedeutung einer geringen Reibung als Stoffeigenschaft. Auf jeden Fall hängt ihre Größe stark von der Oberflächenbeschaffenheit der arbeitenden Werkzeugteile ab. Es ist bekannt, daß allgemein eine gute Politur von Vorteil ist. Ferner wird eine geringe Reibung leicht mit einer hohen Standhaltigkeit identifiziert, obwohl bisher kein Beweis für einen Zusammenhang dieser beiden Eigenschaften bekannt ist. Hier spielt außerdem die Frage des Schmiermittels eine große Rolle. Das Schmiermittel ändert die Reibung, schützt aber vor allem das Werkzeug vor starker Abnutzung, dadurch, daß es sich als dünne Schicht zwischenschaltet. Diese Fähigkeit beruht nach neueren Untersuchungen auf chemischen Kräften zwischen dem Material des Werkstoffs bzw. Werkzeugs und dem Schmiermittel, und nicht, wie früher angenommen wurde, auf der Zähigkeit des Schmiermittels. Jedoch ist die Erkenntnis des Schmiervorgangs bisher noch wenig fortgeschritten. Schließlich kommt noch hinzu, daß die Eigenschaft einer geringen Reibung sich nicht am Werkzeug selber, sondern erst am Verhalten des Werkstoffes und in der Energiebilanz des Vorgangs auswirkt. Und es ist in einem solchen Falle sehr viel schwieriger, von der Wirkung auf die Ursache zu schließen, als bei einem mehr auf der Hand liegenden Effekt wie der Werkzeugabnutzung.

Die Werkzeuggestaltung hat besonders folgende Gesichtspunkte zu beachten:

Festigkeit des Werkzeugs,
Standhaltigkeit des Werkzeugs,
Kraft- und Arbeitsbedarf,
Zahl der Arbeitsgänge und
Eigenschaften des Erzeugnisses.

In bezug auf die Festigkeit des Werkzeugs ist die Tatsache wichtig, daß die Gestaltung der arbeitenden Oberflächenteile ausschlaggebend ist für den gesamten Beanspruchungszustand, während die äußere Dimensionierung die Gesamtfestigkeit des Werkzeugs gegen Bruch bestimmt. Die Bruchbeanspruchung kann stark von der inneren Gestaltung des Werkzeugs abhängig sein. So ergeben sich bei einer Ziehdüse um so geringere Sprengkräfte, je steiler sie ist. Die Standhaltigkeit verlangt von der Gestaltung, daß örtliche, mit großen Reibungskräften verbundene Druckkräfte zu vermeiden sind, besonders an Kanten und anderen ausgezeichneten Stellen. Bemerkt sei hierzu, daß die Wahl der Arbeitsstufe hierfür von starker und nicht leicht zu übersehender Bedeutung ist; zum Beispiel wirkt sich ein großer Zug beim Drahtziehen unter Umständen günstig aus, weil dann die Druckkräfte am Düsenauslauf sehr gering werden können.

Die Forderungen nach einem geringen Kraft- und Arbeitsbedarf und einer geringen Zahl von Arbeitsstufen hängen, soweit es zur Zeit übersehbar ist, eng zusammen. Die jeweils in dieser Hinsicht anzustrebende Gestaltung läßt sich nur auf Grund eingehender Versuche ermitteln.

Ganz unabhängig davon ist die Forderung nach den günstigsten Eigenschaften des Erzeugnisses in irgendeiner Hinsicht. Hierfür gilt anscheinend das Grundgesetz, daß der Materialfluß gleichmäßiger ausfällt, wenn die Umformung auf einem möglichst großen Wege vor sich geht. Und die meisten Eigenschaften fallen besser aus, wenn der Materialfluß gleichmäßiger ist.

Die Wahl des Werkzeugmaterials und seine Gestaltung haben sich naturgemäß in starkem Maße nach dem zu verarbeitenden Werkstoff zu richten. Ein Material, das sich für die Verarbeitung eines Werkstoffs eignet, kann bei einem anderen ganz versagen. In mehr oder weniger starkem Maße wirken sich dabei alle Eigenschaften des Werkstoffes aus, insbesondere:

Verformungswiderstand (Härte, Festigkeit) und
Verfestigungsfähigkeit.

Die Bedeutung des Verformungswiderstandes ist in einem Punkte klar. Je härter ein Werkstoff bei der Arbeitstemperatur ist, desto größer ist die Beanspruchung des Werkzeuges auf Bruch.

Auch für die Abnutzung des Werkzeugs pflegt man in erster Linie die Härte des Werkstoffes verantwortlich zu machen. Ein solcher Zusammenhang ist aber keineswegs sicher. Auf jeden Fall kommt es nicht nur auf die Anfangshärte des Werkstoffes, sondern in stärkerem Maße auf seine Endhärte, also auf seine Verfestigungsfähigkeit, an. Und es scheint, als ob auch ein Stoff mit großem Formänderungsvermögen das Werkzeug stark abnutzt, so daß also Formänderungsvermögen und Verformungswiderstand im gleichen Sinne wirken. Wir sagen in einem solchen Falle auch, daß die Zähigkeit des Stoffes von Einfluß ist. Jedoch ist es dabei heute noch keineswegs klar, ob das, was wir Abnutzung nennen, ein einheitlicher physikalischer Vorgang ist. In welcher Weise sich dabei im Werkzeugmaterial Verformungs- und Trennungserscheinungen überlagern, ist bisher noch ganz verborgen.

Ferner hat auch die Verfestigungsfähigkeit des Werkstoffes einen Einfluß auf die Gestaltung des Werkzeugs. Dieser Zusammenhang läßt sich jedoch nur durch genauere Untersuchung jedes einzelnen Formungsvorgangs aufdecken. Es mag hier der Hinweis genügen, daß die bekannten Unterschiede in den üblichen Neigungswinkeln von Ziehdüsen zum Teil ihren Grund in der verschiedenen Verfestigungsfähigkeit der Werkstoffe haben. Hierfür ist auch noch die Größe der Reibung zwischen Werkstoff und Werkzeug von Bedeutung, die wir auch als Materialeigenschaft ansprechen müssen.

2. Kaltverformung und Warmverformung.

Von den Eigenschaften des Werkstoffes kommt dem Verformungswiderstand oder Fließwiderstand die größte Bedeutung zu. Wie weit die Werkzeugfragen von ihm abhängen, ist schon erörtert worden. Der Kraft- und Arbeitsbedarf bei der Formung dient zum größten Teil zur Überwindung des Fließwiderstandes.

Der Fließwiderstand eines Werkstoffes ist von den verschiedensten Faktoren abhängig. In erster Linie interessieren dabei die Abhängigkeiten vom allgemeinen Spannungszustande und von den Verformungswegen und Verformungsgeschwindigkeiten.

Digitized by Google

Die Festlegung des Fließwiderstandes durch einen Wert, welcher von den übrigen Größen des Spannungszustandes unabhängig ist, bildet den Inhalt der sogenannten „Fließbedingung". Eine genauere Erörterung dieser Frage in ihrem ganzen Umfange erübrigt sich hier. Es genügt die Tatsache, daß es nach neueren Untersuchungen hauptsächlich auf die größte Schubspannung ankommt. Danach tritt in jedem Körperelement eines festen Körpers Fließen ein, wenn darin ein bestimmter Wert der größten Schubspannung erreicht wird. Nach der einfachsten und in vielen Fällen ausreichenden Vorstellung wird diese Schubspannung als unabhängig von den übrigen Größen des Spannungszustandes, also als konstant angesetzt. Dieser Schubspannungshypothese steht die andere, durch Versuche besser gestützte Anschauung gegenüber, daß die größte Schubspannung, je nach den übrigen Größen des Spannungszustandes, um 12 bis 15% veränderlich sein kann. Und zwar erfordert das Fließen der Metalle bei verwickelteren Spannungszuständen, wie zum Beispiel Torsion, oder bei Rohren, die gleichzeitig unter Längszug und unter Innendruck stehen, stets größere Schubspannungen als bei gewöhnlichem Zug oder Druck. Beide Anschauungen über die Bedingungen für das Fließen sind danach in ihrem Inhalt wenig unterschieden und führen daher nur zu verhältnismäßig geringen Unterschieden, in vielen Fällen sogar zu einem gleichartigen Endergebnis.

Die Abhängigkeit des Fließwiderstandes von den Verformungswegen und Verformungsgeschwindigkeiten kann je nach der Formungstemperatur ganz verschieden sein. Wir unterscheiden danach Kaltverformungen und Warmverformungen. Diese Namengebung ist jedoch etwas mißverständlich. Es handelt sich grundsätzlich nicht darum, daß die Formung wirklich bei hohen Temperaturen bzw. bei Raumtemperatur vorgenommen wird, sondern darum, daß die Formungstemperatur verhältnismäßig hoch oder niedrig zum Schmelzpunkt der betreffenden Metalle liegt. So befinden sich die niedrigschmelzenden Metalle Zinn und Blei auch bei Raumtemperatur im Temperaturgebiete der Warmverformung.

Bei der Kaltverformung gehen die bekannten Eigenschaftsänderungen des Werkstoffes vor sich: Der Stoff wird mit dem Betrage der Kaltverformung in zunehmendem Maße härter und spröder. Diese Verfestigung besteht also darin, daß der Fließwiderstand des Stoffes ansteigt bis zu der durch seinen Trennwiderstand bzw. sein Formänderungsvermögen gegebenen Grenze. Maßgebend für den Betrag der Verfestigung ist nach Ludwik die Gestaltsänderung, und zwar für jedes Körperteilchen unabhängig von seiner Umgebung. Dagegen ist der Spannungszustand ganz einflußlos. Bei einem bestimmten Werkstoff läßt sich danach eine allgemeine „Fließkurve" durch einen Zug- oder Druckversuch festlegen, indem die auf den jeweils vorhandenen Querschnitt bezogene „wahre" Spannung über der Dehnung beim Zugversuch oder der Stauchung beim Druckversuch aufgetragen wird. Beide Kurven sind dabei identisch, wenn an Stelle der Dehnung beim Zugversuch die Querschnittsverminderung gesetzt wird und diese der Stauchung gleichwertig angesehen wird, sowie etwaige Störungen des Zug- oder Druckversuchs beseitigt sind. Bei anderen Verformungsarten kommt es dann nur auf die größte Verformung an, beim Walzen beispielsweise auf die Längung in der Walzrichtung oder die Stauchung senkrecht zur Blechebene (unter der Annahme, daß die Breite unverändert bleibt), welche der Dehnung oder der Stauchung in bezug auf die Verfestigung gleichwertig sind. Da wir uns mit dieser Frage noch bei den einzelnen Formungsvorgängen näher befassen, wollen wir uns hier mit diesen kurzen Hinweisen begnügen.

Die Verformungsgeschwindigkeit hat für die Kaltverformung keine große Bedeutung. Der Fließwiderstand hängt von ihr nur in so geringem Maße ab, daß es in der Regel möglich ist, die Fließkurve unter Geschwindigkeitsverhältnissen aufzunehmen, welche gegenüber denen beim Formungsvorgang keine Veränderungen des Fließwiderstandes bewirken. Die Unterschiede bei sehr langsamer Verformung gegenüber sehr schneller bewegen sich im übrigen bei den meisten Werkstoffen im Gebiet der Kaltverformung unter 20%. Vielfach wird jedoch die Ansicht vertreten, daß die Geschwindigkeit von sehr großem Einfluß ist. Sie stützt sich wahrscheinlich auf gewisse Erscheinungen in der Materialprüfung, wie zum Beispiel auf das Verhalten von Stahl bei der Kerbschlagprobe. In der Regel läßt sie sich jedoch nicht einwandfrei begründen. Man darf hierbei nicht vergessen, daß die Geschwindigkeitsverhältnisse der Formungsmaschinen durch das Auftreten von Massenkräften (Beschleunigung und Verzögerung) die Kräfteverhältnisse des Formungsvorganges stark beeinflussen können.

Die Verfestigung ist weiterhin von der Verformungstemperatur in erheblichem Maße abhängig. Sie tritt um so schneller ein, je niedriger die Temperatur ist. Im Winter und Sommer müssen also unter Umständen die Betriebsbedingungen etwas verschieden angesetzt werden.

Bei einem bestimmten Stoff gibt es nun eine obere Grenztemperatur, bis zu der die Verfestigung praktisch erhalten bleibt, das heißt, daß während der Zeitdauer der Formung und Abkühlung ein Rückgang der Verfestigung, eine Entfestigung nicht erfolgt.

Mit einer gewissen oberflächlichen Entfestigung wird man jedoch gerade bei sehr großen Arbeitsgeschwindigkeiten rechnen müssen. Die in Wärme umgesetzte Verformungs- und Reibungsarbeit kann, falls sie nicht abgeleitet wird, eine Temperaturerhöhung von einigen Hundert Graden und damit örtliche Entfestigung hervorrufen.

Mit zunehmender Temperatur geht dann eine immer schneller werdende Entfestigung vor sich. Von dieser Eigenschaft wird zunächst Gebrauch gemacht, um einem bis nahe an die Grenze des Formänderungsvermögens verfestigten Stoff annähernd wieder die ursprünglichen Eigenschaften zu verleihen und ihn zu erneuter Kaltverformung zu befähigen. Nur wenige Werkstoffe besitzen ein so hohes Formänderungsvermögen, daß unter Umständen solche, die Wirtschaftlichkeit stark beeinflussende Zwischenglühungen unterbleiben können.

Die Überlagerung von Verfestigung und Entfestigung bildet jedoch den eigentlichen Inhalt der Warmverformung. Die übliche und grundsätzliche Kennzeichnung der Warmverformung als Gegensatz zur Kaltverformung, dadurch, daß der niedrige Verformungswider-

Digitized by Google

stand des Ausgangskörpers — Guß, Preßstück usw. — erhalten bleibt, ist praktisch meist nicht erfüllt. Streng genommen bleibt selbst bei den höchsten Temperaturen die Härte nicht erhalten, sondern es wird nur die stets eintretende Verfestigung immer wieder rückgängig gemacht. Nur durch dieses dauernde Wechselspiel kommt das Hauptmerkmal der Warmverformung, das unbegrenzte Formänderungsvermögen des Werkstoffes zustande. Dieses verwickelte Zusammenwirken von Verfestigung und Entfestigung bringt es mit sich, daß bisher eine Einigkeit über die Definition der Warmverformung nicht besteht.

Der Fließwiderstand im Gebiet der Warmverformung ist maßgebend von der Formungsgeschwindigkeit abhängig. Es muß daher einmal der Verlauf der Verformungsgeschwindigkeiten in den einzelnen Körperteilchen bekannt sein. Die maßgebende Größe dabei ist die „effektive Fließgeschwindigkeit", das ist wieder die größte Abmessungsänderung, die hier in der Zeiteinheit zu nehmen und auf die augenblickliche Größe der Abmessung zu beziehen ist. Bei der Besprechung des Stangenpressens wird auf diese Aufgabe noch näher einzugehen sein. Die Abhängigkeit der Fließspannung von der Versuchsgeschwindigkeit muß dann versuchsmäßig bestimmt werden. In der Regel wächst der Geschwindigkeitseinfluß mit zunehmender Temperatur.

Ferner ist es danach klar, daß bei der Warmverformung in anderen Beziehungen Eigenschaftsänderungen eintreten können. Neben der rein technologischen Aufgabe, ein Werkstück bestimmter Gestalt zu erzeugen, beabsichtigt die Warmverformung häufig noch eine Verbesserung der Eigenschaften von Gußstücken durch Verdichtung und Kornverfeinerung. Vielfach tritt aber auch im Gefüge der umgekehrte und unerwünschte Effekt einer starken Kornvergröberung ein. Der Körper wird dadurch weich, und bei der Weiterverarbeitung oder im Gebrauch wird die Oberfläche rauh und leicht rissig. Die Bedingungen hierfür sind bisher bei keinem Werkstoffe genau faßbar. Temperatur und Geschwindigkeit der Formung sowie Reinheitsgrad des Werkstoffes wirken in einer Weise zusammen, die vorläufig ganz undurchsichtig ist.

Das Zwischengebiet zwischen wirklicher Warmverformung und Kaltverformung ist nicht zu übersehen. Hier bleibt eine gewisse Verfestigung zurück, da die Formungsgeschwindigkeit dann so groß ist, daß die Entfestigung nur unvollkommen vor sich geht und danach der Werkstoff abkühlt. Je nach der Abkühlungsgeschwindigkeit kann aber der Endeffekt sehr verschieden ausfallen.

3. Grenzen der Formung.

Die Gestaltsänderung eines Körpers durch einen Formungsvorgang ist an gewisse Grenzen gebunden. Grundsätzlich muß dabei scharf unterschieden werden, ob das Formänderungsvermögen des Werkstoffes erschöpft ist, oder ob es sich um eine durch die Besonderheiten des betreffenden Formungsvorganges gezogene Grenze handelt.

Das Formänderungsvermögen eines Stoffes ist, wie schon erwähnt, eine Eigenschaft, die hauptsächlich bei der Kaltverformung auftritt. Sie gibt die Grenze an, bis zu der die Gestaltsänderung eines Körperteilchens möglich ist, ohne daß Materialtrennungen, also Riß- oder Brucherscheinungen auftreten. Es ist dabei zunächst ganz gleichgültig, ob es sich um einen einzigen geschlossenen Formungsvorgang, eine „Formungsstufe" handelt, oder ob die Formung aus einer Anzahl aufeinanderfolgender Stufen besteht. Die Natur des Formungsvorganges und seine besondere Durchführung sind nur insofern von Einfluß, als das Formänderungsvermögen vom Spannungszustand stark abhängig ist. So wird besonders durch Zugspannungen jeder Art das Formänderungsvermögen stark herabgesetzt; und Zugspannungen sind daher tunlichst zu vermeiden. Darüber hinaus ist bisher über den Einfluß des Spannungszustandes nichts Sicheres bekannt. Grundsätzlich läßt sich wieder nur sagen, daß jedes Körperteilchen für sich zu betrachten ist. Ein örtliches Zerreißen tritt also unabhängig vom ganzen Beanspruchszustand auf, wenn örtlich die Bedingungen dafür eintreten. In der Regel wird aber dadurch das ganze Werkstück unbrauchbar. Diese Tatsache zeigt uns schon besonders deutlich, wie wichtig die Kenntnis der Spannungen und Verformungen während des Formungsvorganges ist.

Ferner ist die Tatsache zu beachten, daß der Materialfluß innerhalb eines Werkzeugs im allgemeinen ungleichmäßiger ist, als man nach der äußeren Geometrie des Vorgangs erwartet. Dies bedeutet aber, daß das Formänderungsvermögen an einzelnen Stellen des Werkstücks unter Umständen frühzeitig erschöpft sein kann. Wichtig ist dabei, daß die Gestaltung des Werkzeugs hierauf von starkem Einfluß sein kann.

Bei der Warmverformung spielt das Formänderungsvermögen eines Stoffes oft dadurch eine bedeutende Rolle, daß es in gewissen kritischen Temperaturbereichen so gering ist, daß Aufreißen eintritt. Die Bedingungen hierfür sind bisher kaum bekannt. Bei Temperaturen in der Nähe ihres Schmelzpunktes sind die meisten Werkstoffe empfindlich, weil ihre Verunreinigungen in den Kristallgrenzen angereichert sind und an diesen Stellen der Schmelzpunkt herabgesetzt ist. Ferner ist es schwierig, eine höhere Temperatur konstant zu halten, und es kann daher zu einer Verfestigung und wegen der meist großen Gestaltsänderungen bei der Warmverformung leicht zum Aufreißen kommen.

Im Gegensatz zum Formänderungsvermögen wollen wir unter Umformungsfähigkeit eines bestimmten Stoffes bei einem bestimmten Formungsvorgang diejenige Grenze verstehen, bis zu der die Gestaltsänderung durch eine einzige Formungsstufe vorgenommen werden kann. Zunächst überraschend ist es, daß die Umformungsfähigkeit sich von den eigentlichen Werkstoffeigenschaften nur in geringem Maße und in übersichtlicher Weise abhängig erweist. Dabei gilt allerdings als Minimalforderung, daß das Formänderungsvermögen des Werkstoffes hoch genug ist, daß er eine der Umformungsfähigkeit gleiche Formungsstufe ohne Trennungserscheinungen zu überstehen in der Lage ist. Dagegen wird die Umformungsfähigkeit von der Gestaltung des Werkzeugs erheblich beeinflußt. Sie kann daher mehr als eine dem betreffenden Formungsvorgang als dem Werkstoff eigen-

Digitized by Google

tümliche Eigenschaft angesprochen werden. In der Praxis interessieren allerdings unter Umständen die geringen Verschiedenheiten der verschiedenen Werkstoffe. Am bekanntesten ist der Begriff der Ziehfähigkeit, und zwar besonders für das Tiefziehen, den wir stets in dem soeben auseinandergesetzten Sinne verstehen wollen. Der Sinn dieses Begriffes ist der, daß eine darüber hinausgehende Gestaltsänderung unmöglich ist, weil die hierzu erforderlichen Kräfte nicht vom Werkstoff übertragen werden können, und zwar an den auf Zerreißen beanspruchten Stellen, wo er die Kraft zu den fließenden Stellen übertragen soll. Beim Walzen könnte man sinngemäß den Grenzwert des Greifwinkels als Walzfähigkeit einführen. Ob sich jedoch ein solcher Begriff als zweckmäßig und lebensfähig erweist, wird erst die zukünftige Entwicklung lehren.

Bei anderen Formungsvorgängen gibt es solche Grenzen nicht. Es ist dann die Leistungsfähigkeit der Anlage oder die Festigkeit der Werkzeuge, welche die Größe der Formungsstufe nicht ins Unbegrenzte wachsen lassen.

4. Richtlinien für die Anlage von Versuchen.

Die Kenntnis der im vorhergehenden geschilderten Zusammenhänge ist auch für das Gebiet der spanlosen Formung bisher noch sehr lückenhaft. In der Praxis liegen zwar umfangreiche und wertvolle Erfahrungen vor. Aber solange die grundlegenden Gesetzmäßigkeiten nicht einwandfrei bekannt und festgelegt sind, bleibt die Technologie eine Handwerkskunst, die sich nur von Person zu Person überträgt und somit für die breitere Öffentlichkeit vielfach unzugänglich ist. Eine Abstellung dieses Zustandes ist nur dadurch möglich, daß zunächst durch planmäßig angelegte Versuche im Betriebe und Laboratorium die wichtigsten Zusammenhänge aufgedeckt werden.

Die Durchführung systematischer Versuche ist im wesentlichen dadurch vorgeschrieben, daß gemäß den vorangegangenen Ausführungen der Einfluß einer großen Zahl von Faktoren geklärt sein muß. Es sind dies:

Werkzeug { Material, Gestaltung, Oberflächenbeschaffenheit, Schmiermittel,
Werkstoff { Ausgangseigenschaften, Vorreckung,
Stufengröße und Stufenanordnung,
Arbeitsbedingungen { Geschwindigkeit, Temperatur usw.

Natürlich ist es ausgeschlossen, alle diese Einflüsse in absehbarer Zeit restlos zu klären. Man ist daher gezwungen, eine Anzahl von Faktoren von vornherein außer acht zu lassen, in der häufig zutreffenden Annahme, daß ihr Einfluß auf das Ergebnis geringfügig ist. Man darf aber nicht außer acht lassen, daß oft scheinbar unwesentliche Faktoren von ausschlaggebender Bedeutung für die Wirtschaftlichkeit sein können. Zu beachten sind auch etwaige Veränderungen in den Versuchsbedingungen mit der Zeit, insbesondere infolge des Einlaufens und des Verschleißes des Werkzeuge.

Die Beobachtungen haben sich dann grundsätzlich auf folgende Punkte zu erstrecken:

Kraft- und Arbeitsbedarf,
Geometrie der Fließvorgänge,
Veränderung der Werkstoffeigenschaften.

Zur Messung des Kraft- und Arbeitsbedarfes sind in der Regel besondere Einrichtungen erforderlich. Eine eingehende Beschäftigung mit dieser Frage führt in der Regel zu der Aufgabe, die verschiedenen Anteile festzustellen:

Verformungsanteil,
Reibungsanteil,
Getriebeanteil.

Auf den Getriebeanteil wollen wir hier nicht näher eingehen. Die Trennung der beiden ersten Anteile ist dagegen für das Verständnis der Formungsvorgänge von großer Bedeutung. Eine eindeutige Feststellung der Reibungswerte ist in der Regel nur in Versuchen möglich, deren Bedingungen sehr von dem ins Auge gefaßten Formungsvorgang abweichen. Durch geeignete Sonderversuche ist es aber, wie die folgenden Arbeiten zeigen werden, möglich, den Reibungsanteil einigermaßen zuverlässig zu erfassen. Vielfach erweist es sich dabei jedoch als notwendig, theoretische Vorstellungen vom Fließvorgang heranzuziehen.

Über den Fließvorgang können wir auf verschiedenen Wegen Aufschlüsse gewinnen, die sich gegenseitig ergänzen. Geometrische Untersuchungen mit Hilfe von eingebrachten Netzwerken sind besser als solche mit Hilfe verschiedener Materialschichten oder eingebrachten Bolzen, Schrauben usw., die den Fließvorgang beeinflussen. Beliebt sind auch Modellversuche mit Wachs, Plastilin usw. Die makroskopische und mikroskopische Gefügebeobachtung gibt Aufschluß über die Vorgänge in kleinen Bereichen. Diese können durch Härtemessungen, die Bestimmung von Reckspannungen und anderes mehr ergänzt werden, welche Rückschlüsse auf die Fließgeometrie gestatten. Schließlich führt die Röntgenuntersuchung als das neueste Hilfsmittel zu Aussagen über die Orientierung und den Zustand der einzelnen Kristalle, aus denen ebenfalls auf Einzelheiten des Fließverlaufs geschlossen werden kann.

Über die Veränderung der Stoffeigenschaften geben jedoch solche metallographische und röntgenographische Untersuchungen oft keinen eindeutigen Aufschluß. Die Untersuchung der mechanischen und anderer physikalischer Eigenschaften hat sich besonders darauf zu erstrecken, wie weit die Eigenschaftsänderungen mit einer geforderten Gestaltsänderung notwendig verknüpft sind und in welchen Grenzen durch die Wahl des Werkzeuges und der Arbeitsbedingungen willkürlich beeinflußt werden können. Dies führt zu dem Vergleich der Eigenschaftsänderungen bei verschiedenen Formungsvorgängen miteinander und mit denen bei einfacheren Verformungsvorgängen, wie dem Zug- und Druckversuch. Hier liegen auch noch wichtige Möglichkeiten für die Praxis zur Erhöhung der Wirtschaftlichkeit, die bisher kaum erkannt sind. Die Größe von Reckspannungen zum Beispiel ist, wie bei der Besprechung des Drahtziehens eingehend gezeigt werden wird, nicht

Digitized by Google

eindeutig mit dem Formungsvorgang verknüpft, sondern hauptsächlich von der Werkstoffgestaltung und der Größe der Formungsstufe abhängig.

5. Theorie der Formungsvorgänge.

Ein vollständiger Überblick über einen Wissenszweig kann rein versuchsmäßig niemals erreicht werden, mögen die Versuche noch so gut durchdacht und noch so sorgfältig durchgeführt sein. Die Bedeutung der verschiedenen Faktoren, also ihre Trennung in wichtige und unwichtige, die inneren Zusammenhänge, die möglichen Grenzen der Formung u. a. m. lassen sich nur unter Heranziehung theoretischer Vorstellungen übersehen. Von solchen Vorstellungen haben wir schon in den vorangegangenen Ausführungen Gebrauch gemacht, um das Fließen der Werkstoffe in möglichst einfacher Weise beschreiben zu können; und in der Tat bilden diese Annahmen die wichtigste Grundlage einer Theorie der Formungsvorgänge. Auf solchen Unterlagen aufbauend sollte nun eine brauchbare Theorie der Formungsvorgänge in der Lage sein, auf rechnerischem Wege Ergebnisse abzuleiten, welche sich mit der Erfahrung soweit decken, daß in Einzelfällen auf die versuchsmäßige Feststellung von Zusammenhängen verzichtet werden kann, und zwar sowohl hinsichtlich der Kräfte als auch der Fließerscheinungen.

Eine allgemeine Mechanik der Fließvorgänge, die diesen Anspruch befriedigt, gibt es bisher noch nicht. Einige Versuche, eine strenge Theorie aufzustellen, interessieren bisher vorwiegend vom mathematischen Standpunkt. Ihnen kommt jedoch das Verdienst zu, die Arbeit auf diesem Gebiete stark angeregt zu haben. Anderseits haben sich verhältnismäßig einfache und willkürliche Vorstellungen bis zu einem gewissen Grade bewährt. Es ist dabei überraschend, daß teilweise sehr verschiedenartige Annahmen zu recht ähnlichen Endergebnissen führen. So kann man zum Beispiel den für den Walzvorgang verwendeten Werkstoff als eine zähe Flüssigkeit oder als einen ideal-plastischen (das heißt nicht verfestigungsfähigen) festen Körper idealisieren, und gelangt in beiden Fällen zu einer gleichartigen Zunahme des Arbeitsbedarfs mit dem Walzendurchmesser. Danach kommt es also weniger auf die besonderen Annahmen als überhaupt auf eine rechnerisch verfolgbare Vorstellung über einen Formungsvorgang an, wobei natürlich die wichtigsten Grundlagen mit gewisser Annäherung richtig erkannt sein müssen.

Auf jeden Fall haben wir zunächst zu berücksichtigen, daß die äußeren Kräfte zwei grundsätzlich verschiedene Arbeitsanteile zu leisten haben, einmal zur Überwindung der äußeren Reibungswiderstände zwischen Werkstoff und Werkzeug, und das andere Mal zur Überwindung des Verformungswiderstandes des Werkstoffes oder der sogenannten inneren Reibung.

Die äußere Reibung ist eine Größe, die wir bis zu einem gewissen Grade willkürlich beeinflussen können, wobei das Bestreben naturgemäß dahin geht, die Reibung zu vermindern. Denn abgesehen von dem erhöhten Kraftbedarf äußert sich eine hohe Reibung auch in anderen, nicht ohne weiteres übersehbaren Beziehungen ungünstig auf die Wirtschaftlichkeit. Entweder sind die Beanspruchungen erhöht, und damit auch der Maschinen- und Werkzeugverbrauch, oder die Formungsstufen müssen kleiner gehalten werden, was zu einem größeren Aufwand an Anlagen, Personal und Zeit führt. Die Beanspruchung wird auch auf jeden Fall ungleichmäßiger, die Verarbeitung dadurch erschwert, die Oberflächenbeschaffenheit des Erzeugnisses verschlechtert, der Ausschuß erhöht und der Bedarf an Zwischenglühungen vermehrt.

Zur Feststellung der Kräfte und Spannungen bei der reibungsfreien Formung läßt sich ein theoretischer Ansatz leicht aufstellen. Wie im folgenden noch gezeigt werden wird, ergibt sich dann unabhängig von der Natur des Formungsvorgangs eine logarithmische Beziehung zwischen dem Kraft- oder Arbeitsbedarf und der Größe der Verformung.

Wir gehen dabei zunächst davon aus, daß das Fließen beim Formungsvorgang in der denkbar gleichmäßigsten Weise vor sich geht, also beim Drahtziehen etwa so, wie bei einem Zugversuch. Ist dies nicht der Fall, sondern ist der Materialfluß beim Formungsvorgang ungleichmäßiger, so muß der Kraftbedarf in Wirklichkeit in einem der Ungleichmäßigkeit entsprechenden Maße höher als nach der Theorie ausfallen. Über den Grad der Ungleichmäßigkeit können wir uns dadurch Aufschluß verschaffen, daß wir den Materialfluß messend verfolgen. Über den Einfluß auf den Kraftbedarf geben unter Umständen die Eigenschaftsänderungen des Werkstoffes einen zahlenmäßigen Anhalt. Wir werden diese Frage beim Drahtziehen eingehend behandeln.

Mit Berücksichtigung der Reibung wird ein theoretischer Ansatz erheblich schwieriger. Je nach den zugrunde gelegten Annahmen und den bisher stets erforderlichen Vernachlässigungen erhält man mehr oder weniger genaue Formeln, über deren Gültigkeit nur der Vergleich mit dem Versuch Aufschluß geben kann. Wir können nur allgemein sagen, daß die theoretischen Vorstellungen sich bisher als um so unvollkommener herausgestellt haben, je stärker die Reibung beim Formungsvorgang ins Gewicht fällt.

Es kann schließlich noch nach der Geometrie der Verformung gefragt sein. Diese Frage ist grundsätzlich lösbar, wenn der Spannungszustand bekannt ist. Zwischen den Hauptspannungen und den jeweiligen Fließgeschwindigkeiten besteht ein einfacher Zusammenhang; und aus den Fließgeschwindigkeiten können durch Integration die Verformungen bestimmt werden. Beim Tiefziehen wird ein Beispiel hierfür gebracht werden.

Digitized by Google

Untersuchungen über Tiefziehen.

Einleitung.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, durch Laboratoriumsversuche und theoretische Betrachtungen die wichtigsten stofflichen und mechanischen Zusammenhänge des Tiefziehens einer Klärung näherzubringen. Die Gesetze der Fließvorgänge in Metallen sind heute so weit erkannt, daß es grundsätzlich möglich sein muß, durch Versuch und Rechnung die inneren Zusammenhänge bei einem Vorgang der spanlosen Formung zu erkennen und den Kraft- und Arbeitsbedarf in Abhängigkeit von den verschiedenen Faktoren näherungsweise zu übersehen. Zudem ist das Tiefziehen, wie in der Arbeit gezeigt wird, von allen Formungsvorgängen vielleicht derjenige, bei dem sich das verwickelte Zusammenwirken der wichtigsten Faktoren am weitgehendsten verfolgen läßt. Dies gilt wenigstens für die einfachste Form des Tiefziehens, die Umformung einer kreisrunden Scheibe in einen zylindrischen Hohlkörper im „Anschlag". Auf die Untersuchung dieses Vorganges beschränkt sich auch im wesentlichen die vorliegende Untersuchung.

Der oft vorgebrachte Einwand, daß Laboratoriumsversuche wegen der unvermeidlichen Abweichungen von den Betriebsbedingungen nur von geringem Wert für die Praxis sind, ist nicht stichhaltig. Es muß natürlich angestrebt werden, den praktischen Arbeitsverhältnissen soweit nahezukommen, wie es mit der wissenschaftlichen Forderung nach klaren Versuchsbedingungen verträglich ist. Die restlichen Unterschiede, besonders die in der Regel unvermeidlichen hinsichtlich der Geschwindigkeit, können die hauptsächlichen Zusammenhänge nur ausnahmsweise wesentlich beeinflussen. Der sorgfältig geleitete Laboratoriumsversuch stellt in jedem Falle die einfachste und durchsichtigste Form eines Formungsvorganges dar. Zudem ist die Aufdeckung von Zusammenhängen unter Betriebsverhältnissen wegen der größeren Streuung der schon an sich schwierigeren Versuche ungleich zeitraubender und kostspieliger als durch Laboratoriumsversuche unter vereinfachten, aber streng angebbaren Bedingungen.

Über das Tiefziehen von zylindrischen Körpern im Anschlag liegt schon eine Anzahl von Untersuchungen vor.

Nach den Pionierarbeiten von Musiol[1] und Walter Sellin[2], sowie einer kleineren Arbeit von Blume[3], haben sich neuerdings Sommer[4] und Siebel[5] mit den grundsätzlichen Gesetzmäßigkeiten des Tiefziehvorgangs befaßt. Ihre Arbeiten enthalten besonders Versuche zu einer rechnerischen Erfassung des Kraftbedarfes. Sommer geht darauf aus, die verschiedenen Teilvorgänge beim Tiefziehen versuchsmäßig und rechnerisch zu erfassen; und Siebel entwickelt einen Ansatz für den Kraftbedarf auf Grund der neueren Vorstellungen über die Fließvorgänge. Beide Untersuchungen sind jedoch in verschiedenen Punkten ergänzungsbedürftig. Sommer hat — wohl wegen experimenteller Mängel — nur verhältnismäßig kleine Zuschnitte ziehen können. Seine Vorstellungen von den Fließgesetzen und den Reibungsverhältnissen sind nicht stichhaltig. Siebel hat die Halterkraft nicht gemessen, wodurch ihm ein wesentliches Glied für den Kraftbedarf fehlt. Er begnügt sich daher mit einer Berechnung des reibungsfreien Ziehens unter Zugrundelegung des näherungsweise gültigen Schubspannungsgesetzes als Fließgesetz. Ferner findet sich noch ein nicht durchgeführter Versuch zu einem rechnerischen Ansatz in einer Untersuchung von Eksergian[6].

In einer Anzahl weiterer Arbeiten, besonders der neueren Zeit, sind verschiedene wichtige Zusammenhänge des Tiefziehvorganges verfolgt worden. Mit der Wirkung der Halterkraft auf die Formänderungen befaßt sich die Untersuchung von F. Fischer[7]. Dabei ist von einem neuen pneumatischen Faltenhalter Gebrauch gemacht, der die Halterkraft praktisch konstant zu halten gestattet[8, 9]. Der Einfluß der Abrundungen

---

[1] K. Musiol: Das Ziehen auf Ziehpressen in Theorie und Praxis. Dingler Bd. 315, S. 428—433, 442—447. 1900; Die Kalibrierung der Ziehpreßwerkzeuge. Stahleisen Bd. 27, S. 477 bis 482, 513—520, 551—558. 1907; Rechnerische und zeichnerische Methode der Zuschnittsermittlung in der Ziehpreßtechnik. Leipzig 1908.

[2] Walter Sellin: Die Berechnung von Ziehwerkzeugen. Maschinenbau Bd. 3, S. 229—235. 1923/24; Einfache rechnerische Ermittlung des Zuschnitts in der Ziehtechnik bei Berücksichtigung der Blechdehnung. Maschinenbau Bd. 3, S. 482—484. 1923/24; Die Ziehtechnik in der Blechbearbeitung. Berlin 1926.

[3] J. Blume: Ermittelung der Ziehfähigkeit von Tiefstanzblechen. Metallbörse Bd. 12, S. 1945—1946. 1922.

[4] M. Sommer: Versuche über das Ziehen von Hohlkörpern. Forschungsarbeit V. d. I. Heft 286. 1926; Maschinenbau Bd. 4, S. 1171—1178. 1925.

[5] E. Siebel: Das bildsame Verhalten der Metalle beim Ziehen. Stahleisen Bd. 47, S. 1340—1341. 1927; E. Siebel und A. Pomp: Über den Kraftverlauf beim Tiefziehen und bei der Tiefungsprüfung. Mitt. Eisenforsch. Bd. 11, S. 139—153. 1929.

[6] C. L. Eksergian: The plastic behaviour of metal in drawing. Metal Ind. Bd. 30, S. 405—408, 433—436, 459—462, 483—484. 1927; vgl. Stahleisen Bd. 47, S. 1340—1341. 1927.

[7] F. Fischer: Über Oberflächendehnung, Faltenbildung und -verhinderung beim Hohlgefäßziehen. Diss., Stuttgart 1927.

[8] Schlesinger: Ziehgesenke mit Luftpufferung. Werkst.-Techn. Bd. 19, S. 831. 1925.

[9] O. Kühner: Neuzeitliche Druckluftziehanlagen. Werkst.-Techn. Bd. 23, S. 556—560. 1929; Verwendung von Druckluft-Faltenhaltern bei Verarbeitung von Nichteisenmetallen. Z. Metallkunde Bd. 22, S. 190—193. 1930.

Digitized by Google

ist Gegenstand der Untersuchungen von Draeger[10] und Willi Sellin[11]. Die im Anschlag erreichbaren Grenzwerte der Zuschnittsgröße für verschiedene Werkstoffe bei gegebenem Stempeldurchmesser ermittelt G. R. Fischer[12]. Er macht den Vorschlag, solche Versuche mit einem Normalgerät als Prüfverfahren auf „Ziehfähigkeit" einzuführen. Von Schmidt[13] wird dieser Vorschlag durch Einführung der Kraftmessung weiter ausgebaut; und an mehreren Stellen[14, 15] sind Prüfgeräte für die Durchführung ähnlicher Versuche entwickelt worden.

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit soll es nun sein, über die Bedeutung der verschiedenen Faktoren für den Tiefziehvorgang einen möglichst weitgehenden Aufschluß zu gewinnen und seine Grenzen für verschiedene Werkstoffe aufzudecken.

Dazu ist es zunächst notwendig, den Begriff „Tiefziehen" zu definieren und zu unterteilen. Als „reines Tiefziehen" sei ein Vorgang verstanden, bei dem die Kraftübertragung vom Ziehstempel ausschließlich über den Boden des Hohlkörpers erfolgt. In den Wandungen des sich ausbildenden Hohlkörpers herrschen infolgedessen nur Zugspannungen in Richtung der Mantellinien. Diese stellen die für die Umformung des Werkstoffes unter dem Faltenhalter unmittelbar wirksamen Kräfte dar. Das reine Tiefziehen setzt voraus, daß der Ziehspalt so groß ist, daß er das Blech in jedem Augenblick des Tiefziehvorganges ohne seitlichen Druck durchlaufen läßt. Andernfalls wird je nach der Spaltgröße früher oder später die Blechstärke verringert. Die dazu erforderliche Kraft wird durch Reibung zwischen Stempeloberfläche und Innenwandung des Zylinders übertragen. Die Mechanik des Vorganges ändert sich damit grundlegend; sie geht in die des Rohrziehens über. In der Praxis wird der Ziehspalt meistens so gering gewählt, daß der Vorgang ganz oder teilweise ein solches „Tiefziehen mit Blechschwächung" wird.

Als erste Frage ergibt sich somit, unter welchen Bedingungen reines Tiefziehen bzw. Tiefziehen mit Blechschwächung erfolgt und welchen Einfluß dieser Übergang auf die Gestaltung der Betriebsbedingungen hat.

Im experimentellen Teil ist daher zunächst der Einfluß der Spaltgröße untersucht worden. Der Vorgang des reinen Tiefziehens ist dann bei verschiedenen Faltenhalterdrucken, Blechstärken und Werkstoffen verfolgt worden. Durch Versuche an Zuschnitten verschiedener Größe ist schließlich die Grenze des Tiefziehens, die „Ziehfähigkeit", festgestellt worden.

Der theoretische Teil bringt einen Ansatz zur Berechnung des Kraftverlaufs und der Ziehfähigkeit, sowie Betrachtungen über die Formänderungen des Bleches beim Tiefziehen.

A. Versuche.

1. Versuchseinrichtung und Werkstoffe.

Für die Versuche stellte die AEG in entgegenkommender Weise ihr zu Prüfzwecken entwickeltes Gerät[12] zur Verfügung. Es besteht aus einem Ziehstempel von 50 mm Durchmesser mit einer Abrundung von 6 mm Radius, polierten Ziehringen verschiedener Durchmesser mit einer für alle Blechstärken einheitlich gewählten Abrundung von 6 mm, einem Faltenhalter, sowie verschiedenen Hilfsteilen, welche in der schematischen Skizze Abb. 1 ersichtlich sind.

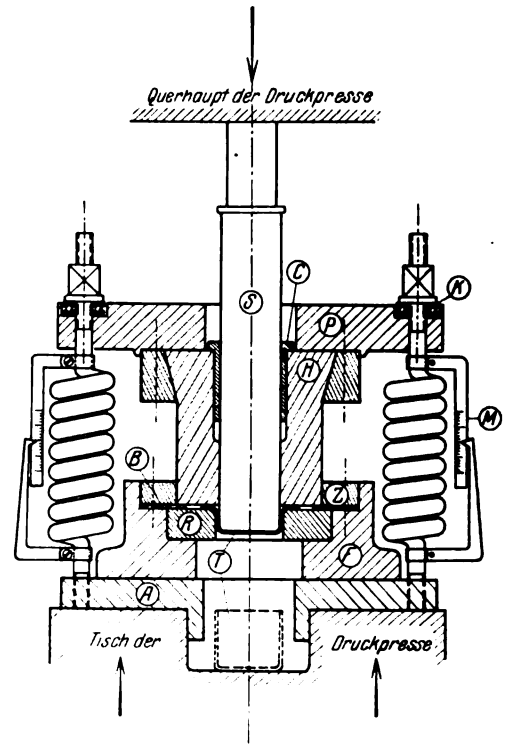


Abb. 1. Schematische Zeichnung der Einrichtung für Tiefziehversuche. (Maßstab 1:2,5).
S = Stempel, P = Spannplatte, C = Führungsbuchse, H = Faltenhalter, Z = Zentrierung, B = Bellagering, R = Ziehring, F = Frosch, A = Auswerfer, T = Topf, K = Kugellager, M = Anzeiger für Federkräfte.

Da die Oberfläche des Faltenhebers nicht poliert, sondern nur geschliffen war, wurde ein entsprechender dünner Ring mit polierter Oberfläche hergestellt und bei den Versuchen zwischen Faltenhalter und Zuschnitt eingelegt.

Die Ziehkräfte wurden mittels einer hydraulischen Presse (Pohlmeyer-Maschine für 100 t Höchstlast) gemessen, in welche das Ziehgerät entsprechend Abb. 1 eingebaut wurde. Abb. 2 zeigt die Einrichtung während eines Versuches.

Zur Einstellung verschiedener Haltekräfte dienten zwei Sätze zu je vier Schraubenfedern. Mit diesen wurde, wie aus Abb. 1 hervorgeht, der Faltenhalter mit einer passend eingestellten Kraft auf den Zuschnitt gepreßt. Die schwächeren Federn konnten bis zu je 250 kg, also insgesamt bis 1000 kg, die stärkeren bis insgesamt

---

[10] H. Draeger: Einfluß der Abrundung beim Ziehen von Hohlkörpern. Ber. Betriebswiss. Arb. Bd. 2, S. 1—19. 1929.

[11] Willi Sellin: Über den Einfluß der Rundung von Ziehring und Ziehstempel an Werkzeugen zum Ziehen von Blechhohlkörpern auf die Ziehtiefe im Anschlag. Ber. Betriebswiss. Arb. Bd. 3, S. 18—35. 1930.

[12] Prüfverfahren zur Wertung von Ziehblechen. AEG-Mitt. 1927, S. 419—420; G. R. Fischer: AEG-Tiefziehverfahren. AEG-Mitt. 1929, S. 483—486.

[13] M. Schmidt: Die Prüfung von Tiefziehblech. Arch. Eisenhüttenwes. Bd. 3, S. 213—222. 1929.

[14] P. W. Döhmer: Der Tiefziehprüfer Bauart Wazau. Maschinenbau Bd. 8, S. 772—773. 1929.

[15] Der Erichsen-Tiefungsprüfer wird z. Z. ebenfalls nach dieser Richtung ausgebaut.

Digitized by Google

4000 kg belastet werden. Die Federn waren so berechnet, daß sie möglichst große Wege hergaben, 1 mm Weg machte beim schwächeren Satz 20 kg, beim starken 100 kg aus. Die Haltekräfte änderten sich daher praktisch während der Versuche nicht. Die Genauigkeit in der Einstellung der Haltekraft wird auf etwa ± 15 kg beim schwachen Satz und ± 50 kg beim starken geschätzt. Da die Halterkraft nur zu einem Bruchteil in den Kraftbedarf des Tiefziehens eingeht, erscheint diese an sich geringe Genauigkeit für den vorliegenden Zweck ausreichend. Eine Ringmeßdose, die zunächst für die Einstellung und Messung von Halterkräften benutzt wurde, erwies sich als nicht genügend genau und empfindlich. Die Verwendung von Federn war dagegen bequem und zuverlässig.

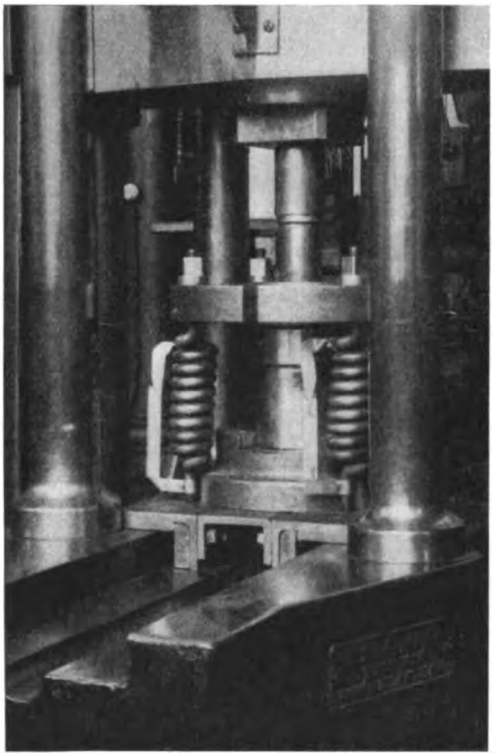


Abb. 2. Einrichtung für Tiefziehversuche.

Die Einstellung und Aufrechterhaltung bestimmter Halterkräfte wird auch in der Praxis als vorteilhaft angesehen. Hierzu werden neuerdings pneumatische Faltenhalter empfohlen[7, 8]. Es erscheint aber auch durchaus möglich, diesen Zweck mit Federdruckapparaten zu erreichen. Die Federn müssen dazu geeicht und mit einer Meßvorrichtung versehen sein, welche die Kräfte aus den Zusammendrückungen abzulesen gestattet. Eine praktisch gleichbleibende Halterkraft ist ferner dann gewährleistet, wenn die Auflagerplatte der Feder in einen bestimmten, gleichbleibenden Abstand zur Ziehringfläche eingestellt werden kann.

Bei den Versuchen wurden die Kraft-Tiefungskurven punktweise aufgenommen. Mit Hilfe eines einfachen Rollenapparates wurden die Wege des Stempels aufs vierfache vergrößert und jeder Millimeter Stempelweg durch einen elektrischen Kontakt angezeigt. Jede 1 oder 2 mm wurde die Lastanzeige der Maschine abgelesen. Ein Versuch dauerte rund 2 min; der Stempel bewegte sich dabei mit einer Geschwindigkeit von rund 0,5 mm/s. Es wurden jedesmal zwei bis fünf Parallelversuche durchgeführt und zu einer Mittelkurve vereinigt.

Abb. 3 zeigt einige gleichartige Versuche und gibt ein Bild von ihrer mittleren Übereinstimmung, die auf etwa ± 2% geschätzt werden kann. Die Form dieser Ziehkurve ist bei allen Stoffen sehr ähnlich (vgl. Abb. 10 bis 19). Der Beginn der Kurve hängt in erster Linie von den Abrundungsverhältnissen des Werkzeuges ab. Je größer die Abrundungsradien, desto flacher steigt die Kurve zunächst an. Allen Kurven gemeinsam ist ferner ein, je nach dem Stoff, kleinerer oder größerer Schwanz in den Kurven. Er hat, wie besondere Versuche gezeigt haben, nichts mit dem eigentlichen Ziehvorgang zu tun. Er gibt vielmehr den Widerstand des fertigen Hohlkörpers beim Durchpressen durch den Ziehring an, der hier etwa 10 mm hoch war.

Untersucht wurden 0,5 und 1,5 mm starke Bleche von Aluminium, Kupfer, Tombak (Ms 85), zwei Messingsorten (Ms 72 und Ms 63) und Bronze (WBz 6). Um

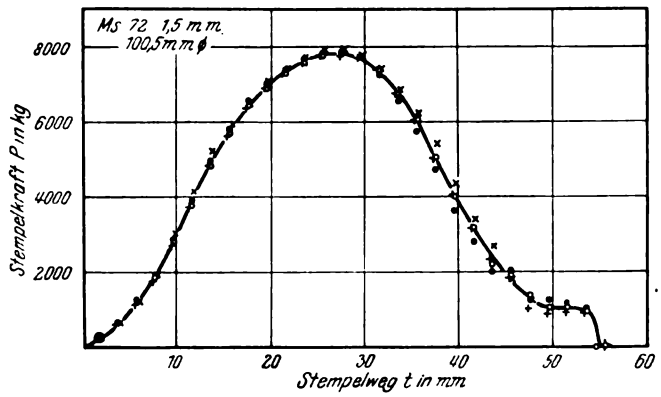


Abb. 3. Ziehkurven für 4 Parallelversuche an Messing.

möglichst hohe Gleichmäßigkeit des Materials zu gewährleisten, wurden aus den angelieferten Blechen Zuschnitte von 100,5 bis 107,5 mm Durchmesser ausgestanzt, sowie weiterhin benötigte Zuschnitte von 80, 90, 111 und 115 mm Durchmesser und Zerreißstäbe in hartem Zustande herausgearbeitet und bei geeigneten Temperaturen im Salpeterbade geglüht. Zusammensetzung, Festigkeitseigenschaften usw. der Bleche gibt Tafel 1 an. Kupfer und Bronze waren nach dem Glühen stark verzundert, während die Messinge ziemlich blank blieben. Alle Kupferlegierungen wurden in Salpetersäure abgebeizt; jedoch blieben Kupfer und Bronze noch örtlich verzundert und waren auch stark aufgerauht.

Außerdem wurden noch Versuche an zwei Sorten Flußeisen durchgeführt. Das zur Verfügung stehende Material hatte jedoch eine verzunderte Oberfläche, und die Versuche streuten so stark, daß die gesuchten Gesetzmäßigkeiten nicht erkennbar waren. Auf die Versuche mit Flußeisen wird daher nur gelegentlich Bezug genommen.

Als Schmiermittel wurden Talg für Aluminium und Flußeisen und Rüböl für die übrigen Stoffe verwendet.

Als Probestab für die Zerreißversuche wurde der alte DVM.-Stab mit 15 mm Breite und 100 mm Meßlänge gewählt.

Digitized by Google

Tafel 1. Zusammenstellung der untersuchten Werkstoffe.

Werkstoff	Bezeichnung	Chemische Zusammensetzung	Glühtemperatur (1/2 Std.) °C	Blechstärke s mm	Festigkeitseigenschaften: Zugversuch Streckgrenze* σ_S kg/mm²	Zugversuch Festigkeit σ_B kg/mm²	Dehnung auf Gesamtlänge δ %	Dehnung auf $10\,d$ δ_{10} %	Tiefungsversuch Tiefung mm	Schmiermittel	Hersteller
Aluminium	Al	99,5% Al; 0,25% Si; 0,22% Fe	350	0,5	3,3	8,4	37	48	9,7	Talg	Vereinigte Aluminium-Werke
				1,5		8,6	41	47	11,5		
Elektrolytkupfer	Cu	—	500	0,5	4,0	21,9	50	57	11,9	Rüböl	Wieland-Werke
		—		1,5		22,2	51	56	12,9		
Mittelrottombak	Ms 85	84,8% Cu; 15,2% Zn; 0,03% Fe	500	1,5	14,0	32,2	46	51	—	Rüböl	Wieland-Werke
Gelbtombak	Ms 72	72,7% Cu; 27,3% Zn; 0,01% Pb; 0,01% Fe	500	0,5	14,6	37,1	60	69	12,8	Rüböl	Wieland-Werke
		72,4% Cu; 27,5% Zn; 0,01% Pb; 0,01% Fe		1,5		37,3	71	74	14,2		
Druckmessing	Ms 63	63,4% Cu; 36,3% Zn; 0,37% Pb; 0,01% Fe	500	0,5	9,9	32,2	49	58	12,9	Rüböl	Wieland-Werke
		62,7% Cu; 36,9% Zn; 0,37% Pb; 0,01% Fe		1,5		31,9	47	53	12,9		
Phosphorbronze	WBz6	93,0% Cu; 7,1% Sn	500	1,5	14,6	38,3	74	80	14,1	Rüböl	Berg-Heckmann-Selve

* 0,5% Gesamtverformung.

Für die theoretischen Überlegungen wurden noch die Fließkurven der Stoffe (vgl. Abb. 32) benötigt. Bis zu den den Höchstlasten entsprechenden Verformungen ergaben sich die Fließkurven aus den Zugversuchen, bei welchen die Dehnungen nach bestimmten Lasten festgestellt wurden. Weiterhin wurden geglühte Blechproben um 40, 50 und 60% herabgewalzt und ihre Festigkeiten bestimmt.

2. Einfluß des Ziehspaltes.

Um die in der Einleitung berührte Frage nach der Begriffsbestimmung des Tiefziehens zu klären, wurden zunächst einige Versuche mit Ziehringen verschiedenen Durchmessers gemäß Tafel 2 durchgeführt. Zur Verwendung gelangten Zuschnitte von 100,5 mm Durchmesser von 1,5 mm starkem Aluminiumblech. In Abb. 4 sind die Ziehkurven zusammengestellt.

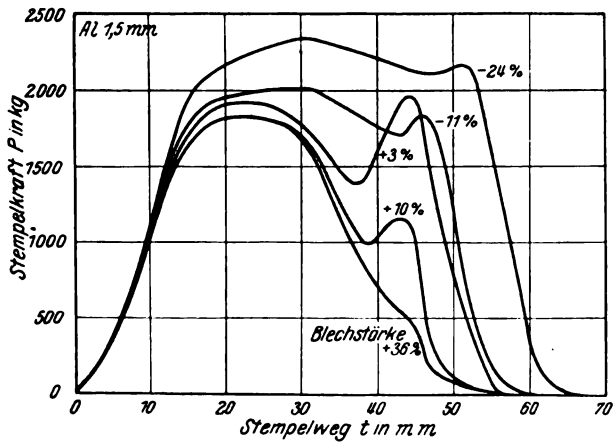


Abb. 4. Einfluß des Ziehspaltes auf die Ziehkurve von Aluminium. Zuschnitt 100,5 mm Dmr. — Stempel 50 mm Dmr. — Ziehring 54,12 mm Dmr.

Ein annähernd reines Tiefziehen sprechen wir danach nur dem Versuch zu, bei dem der Ziehspalt 37% größer ist als die Blechstärke. Die Ziehkurve bei einem solchen Versuch steigt zunächst langsam, dann steil an, geht durch ein Maximum und fällt wieder ziemlich steil ab. Eine schwache Ausbeulung kurz vor dem Ende des Vorganges weist jedoch darauf hin, daß auch hier noch ein anderer Vorgang hineinspielt. Bei noch größeren Ziehringen ist auch diese Unregelmäßigkeit vermieden, wie es die Versuche an den dünnen Blechen (vgl. Abb. 11 usw.) zeigen. Ebenso fehlt sie bei kleineren Zuschnitten der dicken Bleche (vgl. Abb. 12 usw.). Für die größeren Zuschnitte der dickeren Bleche stand jedoch ein genügend großer Ziehring nicht zur Verfügung.

Praktisch kommen auch größere Ziehringe kaum zur Verwendung, weil dann wegen der ungenügenden Führung des Hohlkörpers die Neigung zur Faltenbildung und Zipfelbildung stark ansteigt.

Die Ausbeulung in der Ziehkurve tritt in weit stärkerem Maße bei Ziehversuchen mit einem 10% und besonders 3% die Blechstärke übersteigenden Ziehspalt auf. Sie führt dort zu einem zweiten Maximum in der Ziehkurve. Diese Tatsache beweist schon, daß es sich hierbei um das Herabdrücken der Wandstärke im Ziehspalt handelt. Die Ziehkurve für den + 10%-Ziehspalt verläuft im ersten Teil bis zum beginnenden Anstieg noch ganz wie die Kurve des reinen Tiefziehens, weicht aber dann allmählich zu größeren Werten ab. Bei der Ziehkurve für den + 3%-Ziehspalt ist auch der Anstieg steiler; also schon vor der Erreichung des Höchstwertes vergrößert sich die Stempelkraft um einen gewissen Betrag infolge der — zunächst geringen — zusätzlichen Fließbewegungen im Ziehspalt. Bei dieser Kurve liegt übrigens das zweite Maximum auffallend hoch. In den Einzelversuchen streuten diese Kurventeile auch sehr stark. Es scheint danach, daß bei dieser Größe des Ziehspaltes besonders leicht Störungen durch Unsauberkeit des Werkzeuges usw. eintreten können.

Bei einem Ziehspalt von + 5% liegt also etwa die Grenze, wo der Höchstwert der Ziehkraft (Kraftbedarf)

Digitized by Google

Tafel 2. Einfluß des Ziehspaltes.
Werkstoff: Aluminium 1,5 mm; Zuschnitt: 100,5 mm ∅; Halterkraft: 400 kg; Schmiermittel: Talg; Ziehstempel: 50 mm ∅.

Ziehspalt		Zahl der Versuche	Höchstwert der Kraft		Unterschied des 1. Höchstwertes gegenüber großem Ziehspalt	Arbeit		Bemerkungen	Höhe des Hohlkörpers	Oberfläche des Hohlkörpers*	
	Abweichung von Blechstärke		1.	2.			Unterschied gegen großen Spalt				Unterschied gegen großen Spalt
mm	%		kg	kg	%	kgcm	%		mm	mm²	%
2,06	+36	4	1840	—	—	26,3	—		35,3	81,5	—
1,65	+10	4	1810	1160	—	29,3	+12		37,0	84,3	+ 3,4
1,55	+ 3	4	1890	1905	+ 3,5	36,2	+38	Starke Streuung	38,4	86,5	+ 6,1
1,35	—11	2	2010	1830	+10	39,8	+52		42,0	92,4	+13,4
1,14	—24	3	2350	2150	+29	52,4	99,5		48,5	102,9	+26,2
1,02	—33	1	(2190)					Gerissen im Ziehspalt			

* Auf mittlere Faser bezogen.

allein durch den Vorgang des reinen Tiefziehens bestimmt ist (vgl. Abb. 5). Bemerkenswert ist es, daß dieser Wert auch ungefähr die untere Grenze ist, welche in der Praxis für das Ziehen noch als günstig angesehen wird.

Bei noch geringerem Ziehspalt steigt dann die Ziehkurve hoch hinauf, und das zweite Maximum wird wieder weniger ausgeprägt. Der Höchstwert liegt jetzt wesentlich über der Festigkeit des Hohlkörpers am Boden,

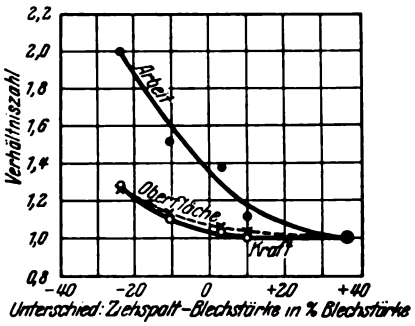


Abb. 5. Arbeit und Höchstwert der Ziehstempelkraft sowie Oberfläche des Hohlkörpers (bezogen auf Werte mit großem Spalt), für Aluminiumblech 1,5 mm, Zuschnitt 100,5 mm, Halterkraft 400 kg.

welche dem reinen Tiefziehen seine Grenze setzt. Dies erklärt sich daraus, daß eine zusätzliche Kraftübertragung durch Reibung zwischen Ziehstempel und Blech erfolgt. Die genaueren Kräfteverhältnisse bei diesem Vorgang sind jedoch schwierig zu übersehen. Dies zeigt z. B. die Beobachtung, daß das Abreißen des Hohlkörpers dann nicht am Boden, sondern im Ziehspalt erfolgen kann. Diese Tatsache beweist anschaulich, daß bei engem Spalt das Verhalten des Stoffes ein ganz anderes ist, als man es sich beim Vorgang des Tiefziehens vorstellt. Es würde über den Rahmen der Untersuchung hinausgehen, auch das Tiefziehen mit Blechschwächung eingehender zu behandeln.

In Tafel 2 sind außer den Höchstwerten der Stempelkraft auch noch die aufgewendeten Arbeiten angegeben, die sich aus dem Flächeninhalt der Kurven in Abb. 4 ohne weiteres ergeben. Da die Werte bei anderen Stoffen nicht viel anders liegen dürften als bei Aluminium, ist Tafel 2 durch die Verhältniswerte zu den Werten bei reinem Ziehen vervollständigt. Abb. 5, in der die Verhältniswerte aufgetragen sind, gibt somit einen allgemeinen Anhalt dafür, wie sich der Kraft- und Arbeitsbedarf bei Änderung des Ziehspaltes verschiebt.

Abb. 6 zeigt die mit verschiedenem Ziehspalt gezogenen Hohlkörper. Das Herabdrücken der Wandstärke im engen Ziehspalt hat eine entsprechende Vergrößerung der Höhe bzw. der Oberfläche zur Folge. Da die Oberflächengröße Interesse für die Praxis hat, sind in Tafel 3 noch die Höhe und die Oberfläche der Hohlkörper angegeben. In Abb. 5 ist auch das Verhältnis der Oberflächengröße zu der mit weitestem Spalt gezogenen eingezeichnet.

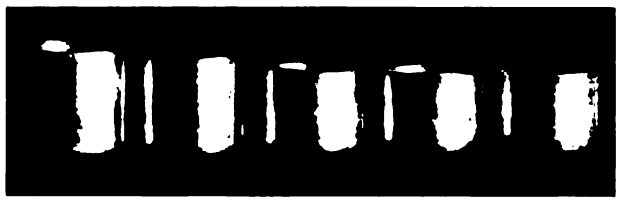


Abb. 6. Mit verschiedenem Ziehspalt gezogene Aluminiumnäpfchen (etwa $^9/_{10}$ nat. Größe).

Da nun die vorliegende Arbeit sich im wesentlichen mit dem Vorgang des reinen Tiefziehens beschäftigen soll, ergibt sich aus den Versuchen, daß hierzu ein Ziehspalt gewählt werden muß, der die Blechstärke um rund 40% übersteigt. Wir werden sehen, daß dieser Wert sich aus den Fließgesetzen ableiten läßt. Zu den folgenden Versuchen über den Einfluß der Halterkraft usw. sind daher durchweg Ziehringe gewählt worden, welche dem Blech etwa 40% Spiel lassen.

Wenn in der Praxis der Ziehspalt in der Regel erheblich kleiner gehalten wird[10], so dürfte dies, wie bei den folgenden Versuchen beobachtet werden konnte, seinen Grund darin haben, daß dann die Oberfläche glatter und die Unebenheit der Ränder (Zipfelbildung) geringer ausfällt. Es sind Vorteile, welche für die Praxis erheblich ins Gewicht fallen. Wie aus den vorhergehenden Ausführungen zu ersehen ist, unterscheiden sich die Versuche mit dem von uns gewählten Ziehspalt von + 40% von solchen bis zu + 5% herab nur darin, daß mit abnehmendem Ziehspalt ein zusätzlicher Kraftbedarf zum Schluß des Ziehvorgangs hinzukommt. Die Bedingungen der folgenden Versuche weichen also nur in einem unwesentlichen Punkte von denen im Betriebe ab, so daß die aufgedeckten Gesetzmäßigkeiten unmittelbare Geltung für die Praxis haben dürften.

Digitized by Google

3. Einfluß des Faltenhalterdruckes.

a) Faltenbildung.

Wird der Faltenhalter beim Ziehen nicht oder mit ungenügender Kraft angepreßt, so bilden sich Falten. Ist die Faltenbildung sehr stark, so bleibt der Zuschnitt gegen Ende des Vorgangs im Ziehspalt stecken, und der Boden reißt ab.

Eine vollständige Unterdrückung der Faltenbildung ist, wie allgemein bekannt, nur bei stärkerem Blech erreichbar und notwendig. Bei dünnerem Blech werden schwächere Falten im Ziehspalt ohne weiteres geglättet.

Die Feststellung der „günstigen" Halterkraft, welche gerade ausreicht, um ein einwandfreies Ziehen zu ermöglichen, begegnet Schwierigkeiten, da ein eindeutiges Kriterium zu ihrer Bestimmung fehlt. In der Regel begnügt man sich damit, die Oberfläche des fertigen Hohlkörpers daraufhin zu beurteilen, ob Faltenbildung stattgefunden hat oder nicht. Natürlich ist ein solches Verfahren willkürlich und führt, je nach den Anforderungen an die Oberflächenbeschaffenheit des Hohlkörpers, zu verschiedenen Ergebnissen.

Auch hier konnte nicht anders vorgegangen werden, als daß diejenige Halterkraft als günstig angesehen wurde, bei welcher die Hohlkörper nur noch andeutungsweise eine Faltenbildung erkennen ließen (vgl. Tafel 3). Beim dünneren Blech bedeutet dies lediglich, daß die Falten im Ziehspalt wieder geglättet worden sind; beim stärkeren Blech scheint die Faltenbildung dann tatsächlich unterdrückt zu sein.

Bei allen Stoffen erwies sich die günstige Halterkraft für die beiden untersuchten Blechdicken von 0,5 und 1,5 mm als ungefähr gleich groß. In Tafel 3 sind die beobachteten Werte zusammengestellt.

Tafel 3. Halterkräfte und Halterdrucke für verschiedene Werkstoffe.

Werkstoff	Halterkraft H (Zuschnitt 100,5 mm ∅) kg	Halterdruck $\sim H/60$ kg/cm²	$\frac{\sigma_S+\sigma_B}{200}$ kg/cm²
Al	400	7	6
Cu	800	13	13
Ms 85	1000	17	23
Ms 72	1200	20	26
Ms 63	1000	17	21
WBz 6	1500	25	26,5
Fe (Flußeisen)	2000	33	(∼ 30 ?)

Diese Werte sind als Ergebnis unserer gesamten Versuche anzusehen und beziehen sich auf Zuschnitte von 100,5 mm Durchmesser. Bei den Versuchen selber sind die etwas abweichenden, in Tafel 3 angegebenen Halterkräfte verwendet worden, über deren Zweckmäßigkeit erst nach Beendigung der einzelnen Versuchsreihen ein Urteil gefällt werden konnte. Wieweit diese Halterkräfte auch für andere Blechstärken gelten, bedarf noch der Untersuchung. Einige Bemerkungen über die Faltenbildung bei verschiedenen Halterkräften enthält Tafel 4.

Als Halterdruck ist noch die auf die Einheit der umgeformten Fläche bezogene Halterkraft berechnet und in Tafel 3 mit angegeben. Diese Werte können als Anhalt für die Bestimmung der Halterkraft bei anderen Zuschnittsabmessungen dienen. Als umgeformte Fläche ist dabei der ganze Ring zwischen Außenrand und Stempel angenommen, obwohl vom Beginn der Abrundung ab der Faltenhalter nicht mehr auf dem Zuschnitt aufsitzt. Es ist jedoch kaum anzunehmen, daß die Halterkraft in starkem Maße von der Ziehringabrundung abhängt. Die umgeformte Fläche bietet daher eine ausreichende Grundlage zur näherungsweisen Bestimmung der Halterkraft für jede Zuschnittsgröße.

Was die Größe der günstigen Halterkräfte für die verschiedenen Werkstoffe anbetrifft, so erkennt man aus Tafel 3, daß sie im großen und ganzen den Festigkeiten parallel gehen. Jedoch weisen Aluminium und Eisen mit ihren verhältnismäßig hohen Streckgrenzen auch auffallend hohe günstige Halterkräfte auf. Als rohen Anhaltswert für den Halterdruck kann man dementsprechend, wie Tafel 3 noch zeigt, etwa $^1/_{200}$ der Summe aus Streckgrenze und Festigkeit nehmen. Ob diese Regel allgemeine Gültigkeit hat und theoretisch begründbar ist, läßt sich ohne eine genaue Untersuchung nicht übersehen. Die Grundlagen hierfür sind von Geckeler[16] schon ausgearbeitet worden; es war jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, hierauf weiter einzugehen.

b) Halterkraft und Kraftbedarf.

Die Halterkraft ist beim Tiefziehen deshalb möglichst gering zu halten, weil sie zu einem gewissen Bruchteil in die Stempelkraft eingeht. Die Stempelkraft kann aber, wie allgemein bekannt, beim reinen Tiefziehen einen gewissen Wert nicht überschreiten, bei welchem der Boden des Hohlkörpers vom zylindrischen Teil abreißt.

Die Abhängigkeit des Höchstwertes der Stempelkraft, des „Kraftbedarfs", von der Halterkraft ist hier eingehend verfolgt worden, weil der Bruchteil, mit dem die Halterkraft in die Stempelkraft eingeht, von der Größe der Reibung zwischen Blech und Werkzeug bestimmt ist. Die Berechnung des Reibungsbeiwertes, welcher z. B. die Wirksamkeit eines Schmiermittels kennzeichnet, ist hieraus allerdings ohne genauere Vorstellungen über den Vorgang des Tiefziehens nicht möglich und ist deshalb erst im zweiten Teil der Arbeit durchgeführt.

Für die Praxis wird es ausreichend sein, die Reibungsverhältnisse an Hand dieses von der Halterkraft H herrührenden Anteils P_h der Stempelkraft zu beurteilen:

$$P_h = \beta \cdot H .$$

Der Reibungsfaktor β ist dann ein Maß für die Reibung. Vorweggenommen sei jedoch, daß β nicht unabhängig von der Größe des Zuschnitts (im Verhältnis zum Ziehstempel) ist.

Abb. 7 zeigt zunächst einige Ziehkurven von Aluminium 1,5 mm stark bei verschiedenen Halterkräften, Abb. 8 einige gleichartige Kurven für Messing (Ms 72). Die Kurven verlaufen in geringem Maße um so höher,

[16] J. W. Geckeler, Plastisches Knicken der Wandung von Hohlzylindern und einige andere Faltungserscheinungen an Schalen und Blechen. Z. angew. Math. Mech. Bd. 8, S. 341—352. 1928.

Digitized by Google

Tafel 4. Einfluß der Halterkraft auf den Kraftbedarf beim Tiefziehen.
Zuschnitt: 100,5 mm ∅; Stempel: 50 mm ∅; Ziehring für 0,5 mm Blech 51,46 mm ∅; für 1,5 mm Blech 54,12 mm ∅.

Werkstoff	Blechstärke s mm	Kraftbedarf P_{max} in kg bei Halterkraft H in kg										
		H = 240	400	500	600	800	1000	1200	2000	2500	3000	4000
Al	0,5	630*	670		710	720***						
	1,5	1780*	1825**		1860	1860		1910				
Cu	0,5	1505*		—**		1640	1690					
	1,5			4620		4850	4980		5150	5190		
Ms 85	1,5			6530*			6560		6765		6835	6930
Ms 72	1,5			7565*			7635**		7925			8225
Ms 63	1,5			6125*			6175		6470			6775
WBz 6	1,5			—[1]			7870**		8260		8490	8630

* Starke Falten. ** Schwache Falten. *** 1 Probe von 4 gerissen.

je größer die angewandte Halterkraft ist. Überschreitet diese eine gewisse Höhe, so erreicht die Kurve im ansteigenden Ast die Festigkeit des Werkstoffes am Übergang vom Boden zum zylindrischen Teil, und der Hohlkörper reißt hier ab (s. w. u.). Bei der für Messing sehr niedrigen Halterkraft von 500 kg bewirkt außerdem die starke Faltenbildung einen zweiten Höchstwert in der Ziehkurve. Erfordert das dabei eintretende Wegdrücken der Falten sehr große Kräfte, so reißt dann wieder bei Erreichung der Festigkeit der Boden ab.

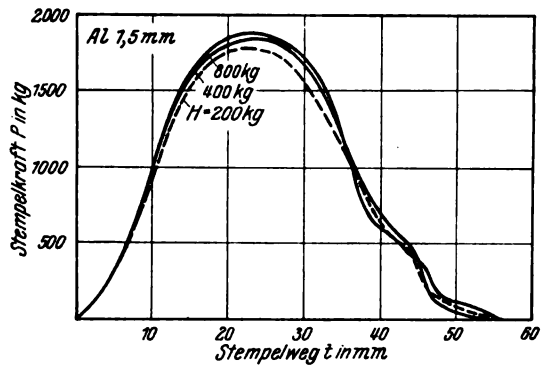


Abb. 7. Ziehkurven von Aluminium bei verschiedenen Halterkräften (H), Zuschnitt 100,5 mm Dmr. – Stempel 50 mm Dmr. – Ziehring 54,12 mm Dmr.

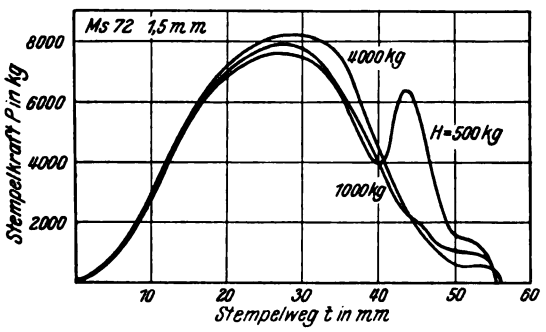


Abb. 8. Ziehkurven von Messing 72 bei verschiedenen Halterkräften (H). Zuschnitt 100,5 mm Dmr. – Stempel 50 mm Dmr. – Ziehring 54,12 mm Dmr.

Die Abhängigkeit des Kraftbedarfs von der Größe der Halterkraft ist dann für die verschiedenen Stoffe aus Tafel 4 ersichtlich. Die Werte für die 1,5 mm-Bleche sind in Abb. 9 und 10 aufgetragen. Die Neigung der Ausgleichsgeraden ergibt für die verschiedenen Werkstoffe Werte von β zwischen 0,12 und 0,24:

Al	Cu	Ms 85	Ms 72	Ms 63	WBz 6
$\beta = 0{,}15$	0,25	0,12	0,20	0,18	0,24

Die Reibung ist also am größten bei Kupfer und Bronze, am kleinsten bei Ms 85.

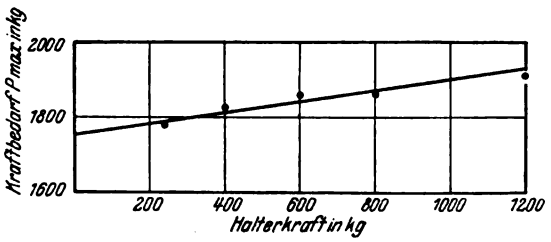


Abb. 9. Einfluß der Halterkraft auf den Kraftbedarf von Aluminium (1,5 mm).

c) Beeinflussung des Halterkraftanteils.

Der Kraftbedarf beim Tiefziehen ist also in um so stärkerem Maße von der Halterkraft abhängig, je größer dieser Wert β ist. Der Anteil der Halterkraft am Kraftbedarf kann danach nur entweder durch Verringerung der Halterkraft selber, oder durch Verringerung des Wertes β, also der Reibung, herabgedrückt werden.

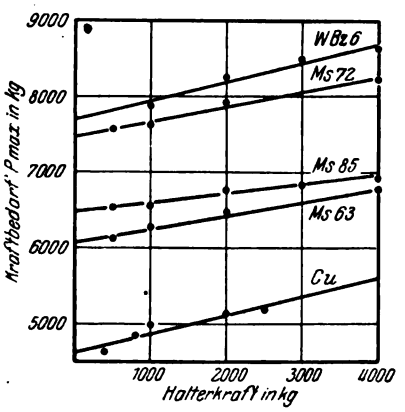


Abb. 10. Einfluß der Halterkraft auf den Kraftbedarf von Kupfer und Kupferlegierungen (1,5 mm).

Die als günstig angesehene Halterkraft ist, wie besprochen, bis zu einem gewissen Grade willkürlich. Welchen Einfluß dies hat, sei an einem Beispiel veranschaulicht. Bronze (WBz 6) ließ sich schon bei einer Halterkraft von 1000 kg einigermaßen gut ziehen. Um die bisweilen beobachtete Faltenbildung zu vermeiden, wurde jedoch 2000 kg gewählt. Dies bewirkt nach Abb. 10 eine Erhöhung des Kraftbedarfs um etwa $0{,}24 \cdot (2000—1000) = 240$ kg. Nach den im nächsten Abschnitt mitgeteilten Messungen (Abb. 22) entspricht

Digitized by Google

dies einer Vergrößerung des Zuschnitts um rund 1 mm. Wenn dieser Betrag auch innerhalb der Fehlergrenzen liegt, so ist er immerhin groß genug, um zu zeigen, wie wichtig eine genaue Berücksichtigung des Faltenhalterdruckes ist. Wenn anderseits in der Praxis infolge der mangelnden Kontrollmöglichkeit oft wesentlich höhere Halterkräfte auftreten, so kann dies schon die Ausnutzung des Werkstoffes in merklichem Maße beeinträchtigen.

Fragen wir uns nun weiterhin nach der Bedeutung der „günstigen" Halterkraft, so stellt sie zweifellos den größten Wert der Halterkräfte dar, welche im Verlaufe einer Ziehoperation erforderlich wären, die Faltenbildung jeweils zu unterdrücken. Denn von vornherein muß natürlich angenommen werden, daß sich diese Halterkräfte mit fortschreitendem Einziehen des Bleches verändern. Für das Gelingen oder Nichtgelingen des Ziehens ist nun, wie im folgenden gezeigt wird, der Höchstwert der Stempelkraft ausschlaggebend. Es wird also vor allem darauf ankommen, die Halterkraft in dem Augenblick, wo dieser Höchstwert erreicht wird, möglichst niedrig zu halten. Vorher und nachher hat die Halterkraft nicht diese wesentliche Bedeutung. Es entsteht also die Forderung nach einer systematischen Anpassung der Halterkraft an den Ziehvorgang, welcher die bisherigen Vorrichtungen zur Erzeugung der Halterkräfte nicht gerecht werden. Dies kann auch erst geschehen, wenn die Kräfte und Verformungen beim Ziehvorgang in allen Einzelheiten bekannt sind. Versuche in dieser Richtung sind in Angriff genommen.

Die Reibung, gekennzeichnet durch den Wert β, ist offensichtlich nicht zufällig bei den Stoffen Kupfer und Bronze am höchsten. Es entspricht dies vielmehr der schon erwähnten Tatsache, daß Kupfer und Bronze nach dem Glühen eine besonders schlechte Oberfläche aufwiesen. Ein ungebeizter Zuschnitt von Kupfer (0,5 mm; 100,5 mm Dmr.) hatte übrigens einen um 7% höheren Kraftbedarf als ein gebeizter, entsprechend einer Verringerung der Ziehfähigkeit um 2 mm. Auch die Oberflächenbeschaffenheit des Werkzeugs ist von Einfluß. Der geschliffene Faltenhalter führte bei 4 Versuchen an Messing (Ms 63; 0,5 mm; 100,5 und 103,5 mm Dmr.) zu einem um 3% höheren Kraftbedarf als bei Einlage des polierten Zwischenringes.

4. Bestimmung der Ziehfähigkeit.

a) Definition der Ziehfähigkeit.

Unter „Ziehfähigkeit" eines Werkstoffes versteht man neuerdings lediglich die Umformung, die er in einem Zuge verträgt, ohne abzureißen. Mit dem Formänderungsvermögen steht die Ziehfähigkeit in der Regel in keinem Zusammenhange, da die meisten für Tiefziehzwecke verwandten Werkstoffe eine Umformung bis zur Ausnutzung der Ziehfähigkeit mehrfach vertragen, ehe sie durch Erschöpfung des Formänderungsvermögens brüchig und rissig werden. Bei spröden Werkstoffen allerdings kann die Ziehfähigkeit durch das Formänderungsvermögen bestimmt sein. Die Verhältnisse liegen ganz ähnlich wie beim Zugversuch, wo die Grenze der Tragfähigkeit und Dehnbarkeit nicht durch das Formänderungsvermögen gegeben ist, sondern sich aus der Mechanik des Zugversuches heraus ergibt. Nur bei spröden Stoffen gibt die Dehnung gleichzeitig das Formänderungsvermögen des Werkstoffes an[17].

Zur Bestimmung der Ziehfähigkeit geht man nach G. R. Fischer[12] so vor, daß man mit einem Einheitsgerät Zuschnitte verschiedener Größe zu ziehen versucht. Man erhält also auf diese Weise unmittelbar die Grenze. Jedoch ist nicht ganz klar, welche Zuschnittsgröße als Kennwert zu nehmen ist. Es wird sich empfehlen, den Mittelwert zwischen dem größten Zuschnitt, der sich einwandfrei ziehen läßt, und demjenigen, der gerade reißt, zu nehmen. Im Falle, daß von mehreren Proben einer Zuschnittsgröße die Hälfte reißt, wäre diese gleich der Ziehfähigkeit zu setzen: reißt ein kleinerer oder größerer Bruchteil, so wäre die Ziehfähigkeit etwas größer oder kleiner anzusetzen.

Nach Schmidt[13] kann die Ziehfähigkeit auch durch Versuche in einer Prüfmaschine in guter Übereinstimmung mit Versuchen in der Ziehpresse bestimmt werden. Die Messung der Stempelkraft ermöglicht dabei ferner, aus Versuchen an drei oder mehreren nicht zu dicht zusammenliegenden Zuschnittsgrößen die Ziehfähigkeit zu extrapolieren. Die größten Zuschnitte müssen so groß sein, daß sie reißen und in der Zerreißlast den Grenzwert des erreichbaren Kraftbedarfs liefern, die anderen Zuschnittsgrößen müssen sich einwandfrei ziehen lassen. Der Kraftbedarf über der Zuschnittsgröße aufgetragen, ergibt in dem extrapolierten Wert der Zuschnittsgröße für den Grenzkraftbedarf die Ziehfähigkeit des Werkstoffes.

Im großen ganzen können beide Verfahren als gleichwertig angesprochen werden. Die Ziehfähigkeit wird natürlich um so genauer, je mehr Versuche zugrunde gelegt werden. Eine gewisse Willkür bleibt immer zurück, sowohl in dem einen Falle, wenn der Wert durch Einschließen in Grenzen ermittelt werden soll, als auch im anderen Falle einer Extrapolation.

Als Maß der Ziehfähigkeit wird man, um von den zufälligen Abmessungen des Werkzeuges unabhängig zu sein, das Verhältnis Stempeldurchmesser zu Zuschnittsdurchmesser (im Grenzfalle) wählen. Physikalisch begründeter ist es, den Stempeldurchmesser zu ersetzen durch den mittleren Durchmesser des Hohlkörpers, also etwa die Blechstärke zuzuschlagen. Der auf dieser Grundlage berechnete Wert sei als „wahre Ziehfähigkeit" eingeführt.

Zur Zuverlässigkeit dieses Kennwertes ist aber noch grundsätzlich zu sagen, daß er vor allem von der Gestaltung des Werkzeuges abhängen wird. Bei der Ausbildung der obigen Verfahren ist durch Probieren diejenige Werkzeugform ermittelt worden, welche die höchsten Werte der Ziehfähigkeit liefert. Eine starke Abhängigkeit von der Werkzeugform würde aber die Bedeutung der Ziehfähigkeit als Kennziffer sehr beeinträchtigen. Aus unseren Versuchen über den Einfluß des Ziehspaltes folgt schon, daß man dem Ziehring z. B. für eine bestimmte Blech-

[17] Vgl. G. Sachs: Zur Analyse des Zerreißversuchs. Ber. Werkstoffausschuß V. D. E. Nr. 58 1925; Werkstoffprüfung und Werkstoffeigenschaften Z. V. d. I. Bd. 70, S. 1167–1169. 1926.

Digitized by Google

stärke einen Mindestdurchmesser geben muß, um den Kraftbedarf möglichst niedrig zu halten.

Ferner ist es allgemein bekannt, daß die Abrundungsverhältnisse von großer Bedeutung sind. Bei kleinen Abrundungsradien ist die Ziehfähigkeit geringer als bei großen[11]. Eine systematische Verfolgung dieses Einflusses war nicht möglich, da keine Werkzeuge dafür zur Verfügung standen. Für einen Stichversuch wurde jedoch ein Ziehstempel mit 2 mm Abrundungsradius hergestellt. Einige Versuche zeigten, daß der Kraftbedarf damit um etwa 5% erhöht, die Zerreißkraft dagegen um etwa 3% herabgesetzt wird. Die Steigerung des Kraftbedarfs dürfte wohl darauf beruhen, daß zum schärferen Biegen eine erhöhte Stempelkraft erforderlich ist. Die Verminderung der Zerreißkraft dürfte sich anderseits zwanglos auf die Wirkung der seitlichen Druckkräfte in der Abrundung zurückführen lassen. Die Wirkung einer scharfen Abrundung läßt sich etwa mit der Wirkung von Keilen bei einem Zugversuch vergleichen, wenn diese durch zu kurzes Fassen starke seitliche Zusatzkräfte ausüben und die Festigkeit des Probestabes dadurch herabsetzen. Im übrigen muß auf diesen Punkt noch im theoretischen Teil (Abschn. B, 4a) eingegangen werden.

In Übereinstimmung mit der Erfahrung zeigt sich also eine ungünstige Wirkung scharfer Abrundungen. Ein zu großer Abrundungsradius beim Ziehring begünstigt anderseits die Faltenbildung, da der Zuschnitt frühzeitig und in größerer Entfernung vom versteifenden Hohlkörper unter dem Faltenhalter weggezogen wird. Ein zu großer Abrundungsradius beim Ziehstempel kann ebenfalls ungünstig wirken, nämlich dann, wenn das Blech im Ziehspalt bei Erreichung der Höchstlast noch nicht ganz an der Stempelwand anliegt, sondern einen gewissen Winkel mit der Stempelachse bildet. Bei großem Abrundungsradius wird in diesem Falle der auf Zerreißen beanspruchte Querschnitt erheblich kleiner als der Querschnitt des zylindrischen Teils, welcher im günstigsten Falle eines glatten Anliegens die Zugkraft vom Stempel auf den sich umformenden Teil des Zuschnittes überträgt. Und zwar ist, wie leicht einzusehen ist, dieser Winkel um so größer, je geringer die Tiefe ist, die ein Hohlkörper in dem Augenblick hat, wo die Zerreißkraft erreicht wird. Da diese Tiefe in erster Linie von der Dehnung des Werkstoffes abhängt (s. weiter unten), soll also besonders bei Stoffen mit geringer Dehnung die Stempelabrundung nicht zu groß gewählt werden. Es bedarf allerdings noch einer genaueren Untersuchung, wie die Verhältnisse im Einzelfall liegen. Stichversuche an ungeglühtem Aluminiumblech (1,5 mm) ergaben z. B. für einen anstandslos gezogenen Zuschnitt von 100,5 mm Dmr. einen Kraftbedarf von 2800 kg, bei einem Zuschnitt von 107,5 mm Dmr. dagegen eine Zerreißlast von 2300 kg. In einem solchen Falle kann also auch die Feststellung der Ziehfähigkeit nach dem Extrapolationsverfahren versagen. Abgesehen von hartem Aluminium erwies sich jedoch bei der vorliegenden Untersuchung der wirkliche Zerreißquerschnitt höchstens um einige Prozent geringer als der Querschnitt des Hohlkörpers, so daß also der günstigste Fall praktisch vorliegt.

Einige Messungen der Tiefe zerrissener Hohlkörper bringt Tafel 5. Diese Tiefe hängt, wie erwähnt, bis zu

Tafel 5. Tiefe gerissener Hohlkörper.

Werkstoff	Blechstärke s mm	Zuschnittsdurchmesser $2R_{a0}$ mm	Halterkraft H kg	Tiefe beim Reißen t_h mm	Anzahl der Versuche	Bemerkungen
Al	0,5	100,5	800	25,6	1	
		103,5	400	21,3	3	
	1,5	105,5	400	25,5	2	
		107,5	400	21,0	2	
Al hart	1,5	107,5	800	11,9	1	ungeglüht
Cu	0 5	107,5	800	31,4	2	
	1.5	107,5	800	31,0	2	
Ms 85	1,5	107,5	4000	27,8	1	
		111	1000	26,1	3	
		115	1000	23,2	3	
Ms 72	0,5	107,5	4000	26,3	2	
		111	1000	28,8	1	
		115	1000	26,8	3	
	1,5	107,5	4000	32,4	2	
		111	1000	37,3	1	
		115	1000	32,2	3	
Ms 63	0,5	111	1000	35,4	1	
		115	1000	29,0	3	
	1,5	107,5	4000	36,7	1	
		111	1000	31,8	3	
		115	1000	27,7	3	
WBz 6	1,5	111	2000	39,0	2	
		115	2000	32,9	3	

einem gewissen Grade von der Dehnung des Stoffes ab. Vergleichen wir Zuschnitte, die gerade die Ziehfähigkeit überschritten haben, so reißen sie etwa in der Gegend der höchsten Stempelkraft (vgl. Abb. 10 bis 20). Diese liegt aber im großen ganzen bei um so größeren Tiefungen, je größer die Dehnung des Stoffes ist. Zieht man anderseits sehr große Zuschnitte, so hängt die Tiefe beim Zerreißen von 2 Faktoren ab: 1. von der Steilheit der Ziehkurve, die ihrerseits, wie noch gezeigt wird, von der Streckgrenze des Stoffes beeinflußt ist und 2. von dem Unterschied der Zuschnittsgröße gegenüber dem Grenzwert. Wäre nur das letztere der Fall, so würden schon die Tiefungen gleichgroßer reißender Zuschnitte einen Anhalt für die Ziehfähigkeit des Werkstoffes geben. Wieweit dieser Zusammenhang jedoch durch das Hineinspielen der Dehnung oder der Streckgrenze beeinträchtigt wird, bedarf einer besonderen Untersuchung.

Man könnte nun der Ansicht sein, daß die Zerreißkraft beim Tiefziehen aus der Zugfestigkeit des Werkstoffes berechnet werden kann. Dabei muß natürlich die Zugfestigkeit zunächst einen Mittelwert über alle Richtungen im Blech darstellen, wie es der Beanspruchung beim Tiefziehen entspricht. In Wirklichkeit ist sie aber unter Umständen stark von der Richtung abhängig[18, 19].

[18] W. Köster: Beobachtungen an Kupfer zum gesetzmäßigen Gefügeaufbau nach der Rekristallisation. Z. Metallkunde Bd. 18, S. 112—116. 1926.

[19] Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Walz- und Rekristallisationstextur regulär-flächenzentrierter Metalle. Z. Physik Bd. 41, S. 873—888, 889—906. 1927; Bd. 56, S. 477—484, S. 485—494, S. 495—502. 1929; O. Bauer, Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Untersuchungen an Kupfer und Messing. Z. Metallkunde Bd. 20, S. 202—208. 1928.

Digitized by Google

Vorversuche zeigten hier, daß die Festigkeiten längs und quer sowie unter 45° zur Walzrichtung höchstens um 3 bis 4% verschieden waren. Wir haben uns daher mit genaueren Versuchen an Probestäben, die in der Walzrichtung entnommen waren, begnügt. Wie Tafel 6 zeigt, sind aber die wirklichen Zerreißfestigkeiten für alle Stoffe mit Ausnahme von Aluminium erheblich größer als die

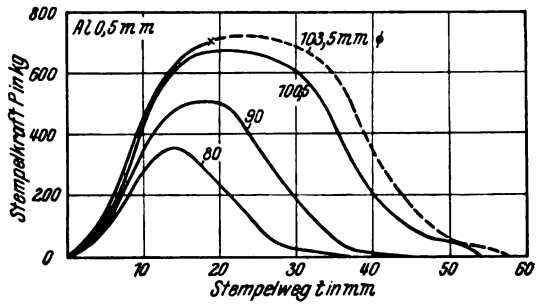


Abb. 11. Ziehkurven von Aluminiumzuschnitten verschiedener Größe, 0,5 mm stark. Stempel 50 mm Dmr. — Ziehring 51,46 mm Dmr. — Halterkraft 400 kg.

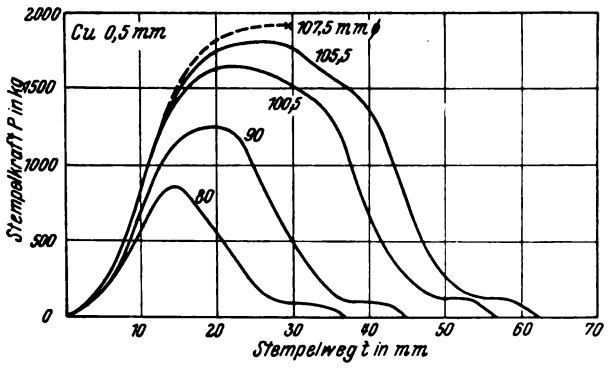


Abb. 13. Ziehkurven von Kupferzuschnitten verschiedener Größe, 0,5 mm stark. Stempel 50 mm Dmr. — Ziehring 51,46 mm Dmr. — Halterkraft 800 kg.

fallen von Aluminium ist jedoch nicht erklärbar. Auch der große Unterschied bei Bronze ist etwas auffällig; doch darf nicht außer acht gelassen werden, daß die Genauigkeit der Zahlenangaben kaum mehr als etwa ± 3% betragen wird.

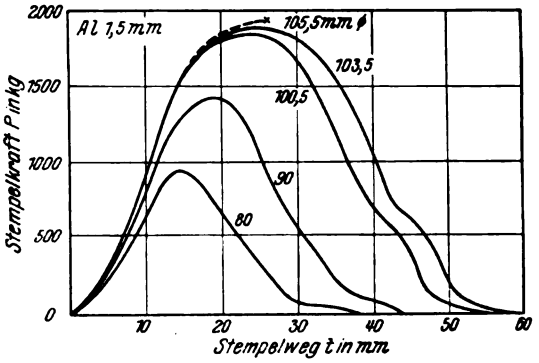


Abb. 12. Ziehkurven von Aluminiumzuschnitten verschiedener Größe, 1,5 mm stark. Stempel 50 mm Dmr. — Ziehring 54,12 mm Dmr. — Halterkraft 400 kg.

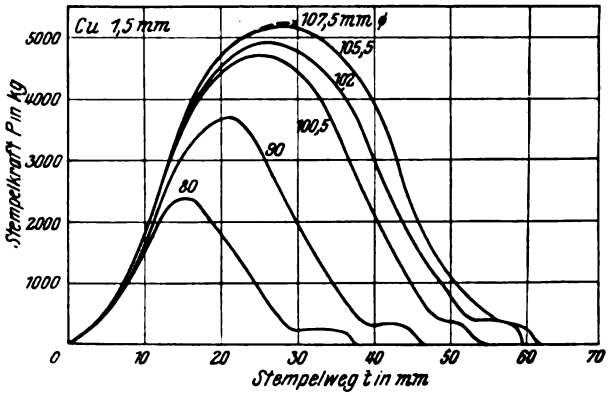


Abb. 14. Ziehkurven von Kupferzuschnitten verschiedener Größe, 1,5 mm stark. Stempel 50 mm Dmr. — Ziehring 51,46 mm Dmr. — Halterkraft 800 kg.

aus den Zugfestigkeiten errechneten. Und zwar ist dies bei den dünnen Blechen in wesentlich stärkerem Maße der Fall als bei dicken; die Unterschiede betragen i. M. + 9 bzw. + 2%. Bei den Werkstoffen, von denen dünne und dicke Bleche untersucht sind, ist die Zerreißfestigkeit der dünnen Bleche um 10% höher als die der dicken. Die Ursache für diese Unterschiede ergibt sich, wie noch im theoretischen Teil (Abschn. B, 4 a) zu zeigen sein wird, aus den Besonderheiten der Beanspruchung in dem auf Zerreißen beanspruchten Ring des Hohlkörpers. Das Heraus-

b) Ziehfähigkeit verschiedener Werkstoffe.

Von den untersuchten Werkstoffen wurden mit den als günstig angesehenen Halterkräften Zuschnitte von 80, 90, 100,5, 102 und 103,5 mm sowie — soweit möglich — von 105, 107,5, 111 und 115 mm gezogen. Die 1,5 mm-Bleche sind von sämtlichen Werkstoffen untersucht, 0,5 mm-Bleche von Aluminium, Kupfer und Messing (Ms 72 und Ms 63).

Eine Auswahl der Ziehkurven bringen Abb. 11 bis 20. Das Zeichen × gibt an, wenn ein oder mehrere Hohl-

Tafel 6. Wirkliche und berechnete Zerreißfestigkeiten beim Tiefziehen.

Werkstoff	0,5 mm Stärke: Zugfestigkeit σ_B kg/mm²	Blechstärke* s mm	Zerreißlast P_B: berechnet kg/mm²	gemessen kg/mm²	Unterschied %	1,5 mm Stärke: Zugfestigkeit σ_B kg/mm²	Blechstärke* s mm	Zerreißlast P_B: berechnet kg/mm²	gemessen kg/mm²	Unterschied %	Unterschied dünnes gegen dickes Blech %
Al	8,4	0,51	680	710	+ 4	8,6	1,51	2100	1940	— 8	+12
Cu	21,9	0,49	1700	1920	+13	22,2	1,50	5400	5460	+ 1	+12
Ms 85	—	—	—	—	—	32,2	1,5	7780	7930	+ 2	—
Ms 72	37,1	0,5	2940	3270	+11	37,3	1,5	9050	9450	+ 4	+ 7
Ms 63	32,2	0,5	2550	2740	+ 9	31,9	1,5	7750	7920	+ 2	+ 7
WBz 6	—	—	—	—	—	38,3	1,5	9300	10200	+10	—
				Mittelwert:	+ 9				Mittelwert:	+2	Mittelwert: +10

* Bei ungleichmäßiger Blechstärke ist auf 0,50 bzw. 1,50 mm umgerechnet.

Digitized by Google

körper abgerissen sind (vgl. Tafel 7). Die Kurven für die kleinen Zuschnitte sehen bei allen Stoffen gleichartig

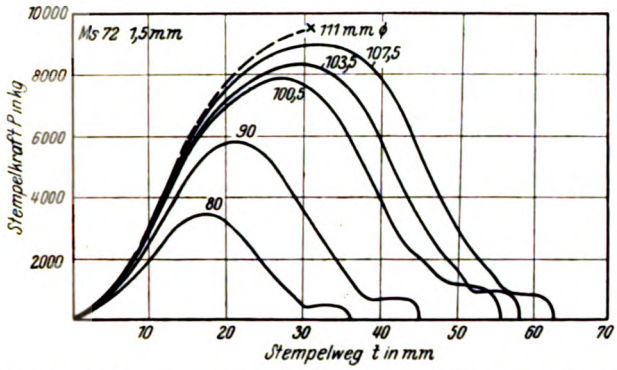


Abb. 15. Ziehkurven von Messingzuschnitten verschiedener Größe, 0,5 mm stark. Stempel 50 mm Dmr. — Ziehring 51,46 mm Dmr. — Halterkraft 1000 kg.

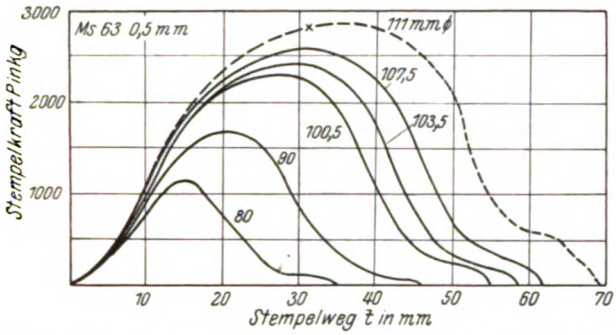


Abb. 17. Ziehkurven von Messingzuschnitten verschiedener Größe, 0,5 mm stark. Stempel 50 mm Dmr. — Ziehring 51,46 mm Dmr. — Halterkraft 1000 kg.

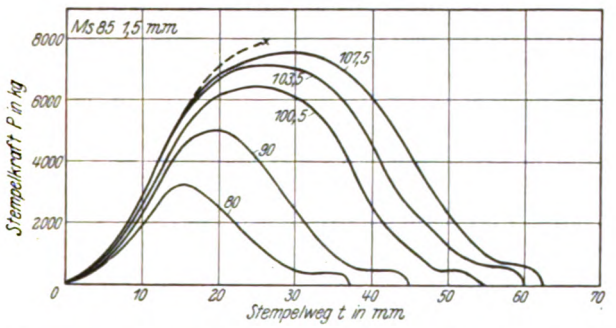


Abb. 19. Ziehkurven von Tombakzuschnitten verschiedener Größe, 1,5 mm stark. Stempel 50 mm Dmr. — Ziehring 54,12 mm Dmr. — Halterkraft 1000 kg.

aus. Je größer der Zuschnitt, in desto stärkerem Maße machen sich jedoch die Besonderheiten der einzelnen Stoffe bemerkbar. Zum besseren Vergleich sind in Abb. 21 die Ziehkurven der 100,5 mm-Zuschnitte von 1,5 mm Stärke zusammengestellt, wobei auch die Kurve von Eisen mit eingetragen ist. Man erkennt gewisse Zusammenhänge mit den Fließkurven der Stoffe (vgl. Abb. 32). Der schnellere Anstieg bei Eisen gegenüber Ms 72 und WBz 6 entspricht der höheren Streckgrenze. Der Höchstwert der Kurven wird nach um so größeren Stempelwegen erreicht, je größer die Dehnung des Werkstoffes ist (vgl. Tafel 1). In ähnlicher Weise unterscheidet sich Ms 80 von Ms 63.

Der Kraftbedarf und die Zerreißlast sind für die verschiedenen Werkstoffe in Tafel 7 zusammengestellt. Daraus ergeben sich zunächst die unmittelbaren Ziehfähigkeiten entsprechend Tafel 8. In Abb. 22 und 23 ist dann der Kraftbedarf über der Zuschnittsgröße auf-

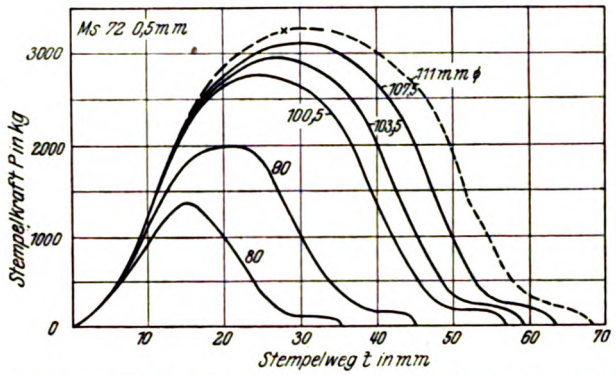


Abb. 16. Ziehkurven von Messingzuschnitten verschiedener Größe, 1,5 mm stark. Stempel 50 mm Dmr. — Ziehring 54,12 mm Dmr. — Halterkraft 1000 kg.

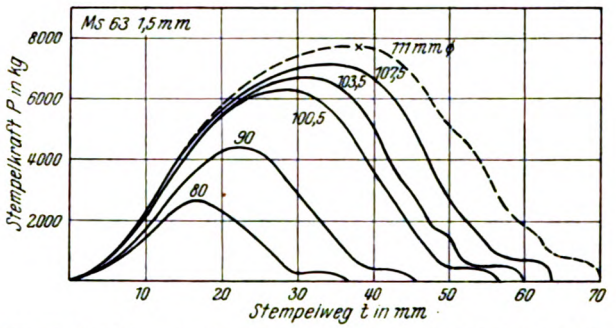


Abb. 18. Ziehkurven von Messingzuschnitten verschiedener Größe, 1,5 mm stark. Stempel 50 mm Dmr. — Ziehring 54,12 mm Dmr. — Halterkraft 1000 kg.

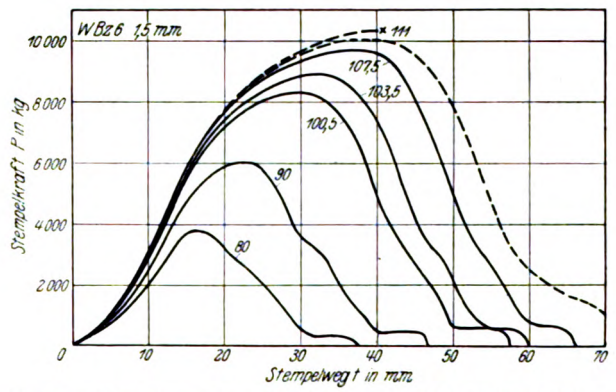


Abb. 20. Ziehkurven von Bronzezuschnitten verschiedener Größe, 1,5 mm stark. Stempel 50 mm Dmr. — Ziehring 54,12 mm Dmr. — Halterkraft 2000 kg.

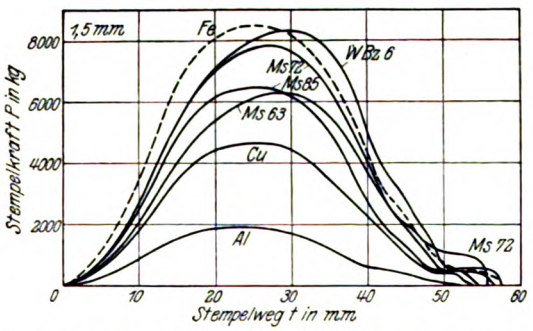


Abb. 21. Ziehkurven verschiedener Werkstoffe. Zuschnitte 100,5 mm Dmr. 1,5 mm stark.

getragen und auf die Zerreißlasten extrapoliert. Die so bestimmten Ziehfähigkeiten sind ebenfalls in Tafel 8 eingetragen. Beide Verfahren führen innerhalb der

Digitized by Google

Fehlergrenze (rd. $\pm$ 1 mm) zum gleichen Ergebnis, und es ist daher der Mittelwert gebildet. Ferner sind noch in Tafel 8 die Ziehfähigkeit als Verhältniszahl zwischen dem Zuschnittsdurchmesser und dem Stempeldurchmesser sowie die wahre Ziehfähigkeit (Verhältniszahl Zuschnitt: Hohlkörper) angegeben.

Von der Blechstärke ist die Ziehfähigkeit eines Werkstoffes nach Tafel 8 kaum abhängig[13]. Die wahren Ziehfähigkeiten sind sogar durchweg bei den dünnen Blechen (bis 3%) größer. Dieses Ergebnis gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, daß die als günstig gefundenen Halterkräfte nicht wesentlich überschritten werden. In der Praxis wird man jedoch vielfach bewußt oder unbewußt größere Halterkräfte verwenden, z. B. um die Faltenbildung ganz sicher zu unterdrücken; und dadurch wird, wie aus den Ergebnissen dieser Arbeit zwangsläufig folgt, die Ziehfähigkeit gegenüber den hier festgestellten Werten herabgedrückt werden, und zwar bei dünnen Blechen wesentlich mehr als bei dicken. Daraus erklärt sich wohl die Tatsache, daß im allgemeinen die Ziehfähigkeit dünner Bleche als geringer angesehen wird wie die dicker.

Die Reihenfolge der Werkstoffe in der Ziehfähigkeit ist die gleiche wie bei G. R. Fischer[12], der die Werte mit

Tafel 7. Kraftbedarf beim Ziehen von Zuschnitten verschiedener Größe.

Werkstoff	Halterkraft H kg	Zuschnittsdurchmesser $2R_a$ mm	0,5 mm Blech* Kraftbedarf P_{max} kg	0,5 mm Blech* Anzahl**	1,5 mm Blech* Kraftbedarf P_{max} kg	1,5 mm Blech* Anzahl**	Bemerkungen
Al	400	80	360	3	940	3	0,5 mm Blech = 0,51 mm
		90	505	3	1440	2	1,5 mm Blech = 1,51 mm
		100,5	670	4	1825	8	
		102	700	2	1850	4	
		103,5	(>710)	2 (1)	1885	3	
		105,5	—		gerissen	(2)	
		Zerreißkraft	710	(3)	1940	(4)	
Cu	800	80	850	3	2410	3	0,5 mm Blech = 0,49 mm
		90	1235	3	3710	3	
		100,5	1640	2	4850	2	
		102	1680	3	4950	3	
		103,5	1800	3	5130	3	
		105,5	1820	3	5280	3	
		107,5	(>1900)	3 (2)	(>5400)	5 (4)	
		Zerreißkraft	1920	(2)	5420	(4)	
Ms 85	1000	80	—		3250	3	
		90	—		5055	3	
		100,5	—		6560	3	
		103,5	—		7150	3	
		105,5	—		7410	2	
		107,5	—		7545	3	
		111	—		gerissen	(3)	
		Zerreißkraft	—		7930	(6)	
Ms 72	1000	80	1340	3	3400	3	
		90	1955	3	5715	3	
		100,5	2680	3	7635	4	
		103,5	2830	3	8190	5	
		107,5	3075	3	8930	3	
		111	(>3270)	3 (1)	gerissen	(3)	
		Zerreißkraft	3270	(6)	9450	(8)	
Ms 63	1000	80	1095	3	2630	3	Einige Proben wegen Materialfehler ausgeschlossen
		90	1645	3	4445	3	
		100,5	2200	3	6290	5	
		103,5	2355	3	6750	3	
		105,5	2455	4	6930	5	
		107,5	2490	4	7240	3	
		111	(>2790)	2 (1)	(>7920)	3 (1)	
		Zerreißkraft	2770	(4)	7920	(5)	
WBz 6	2000	80	—		3800	3	
		90	—		6030	3	
		100,2	—		8260	3	
		103,5	—		8840	3	
		105,5	—		9100	3	
		107,5	—		9580	2	
		111	—		(>10170)	3 (2)	
		Zerreißkraft	—		10200	(5)	

* Die Werte des Kraftbedarfs sind, soweit nicht anders angegeben, auf 0,50 bzw. 1,50 mm Stärke umgerechnet.
** In Klammern: gerissen.

Digitized by Google

Tafel 8. Ziehfähigkeit der verschiedenen Werkstoffe.

Stempel: 50 mm Durchmesser; Abrundungen 6 mm Radius; Ziehring für 0,5 mm Blech: 51,46 mm; Ziehring für 1,5 mm Blech: 54,12 mm.

Werkstoff	Halterkraft H	Blechstärke s	Ziehfähigkeit: Zuschnittsgröße: Unmittelbar	Ziehfähigkeit: Zuschnittsgröße: durch Extrapolation	Ziehfähigkeit: Zuschnittsgröße: Mittelwert	Ziehfähigkeit: Verhältniszahl: Zuschnitt: Stempel	Ziehfähigkeit: Verhältniszahl: Zuschnitt: Hohlkörper	Schmiermittel
	kg	mm	mm	mm	mm			
Al	400	0,5	103,5	103,5	103,5	2,07	2,05	Talg
		1,5	104,5	105,5	105	2,10	2,04	„
Cu	800	0,5	107	108	107,5	2,15	2,13	Rüböl
		1,5	107	106,5	107	2,14	2,08	„
Ms 85	1000	1,5	109	110	109,5	2,19	2,13	„
Ms 72	1000	0,5	111,5	111	111	2,22	2,20	„
		1,5	109	110,5	110	2,20	2,14	„
Ms 63	1000	0,5	111	111,5	111	2,22	2,20	„
		1,5	110,5	111	111	2,22	2,16	„
WBz 6	2000	1,5	111,5	111	111	2,22	2,20	„
Flußeis.	2000	1,5			(∼102)	(∼2,04)		Talg

demselben Gerät in der Ziehpresse bestimmt hat. Die hier gefundenen Werte liegen jedoch i. M. etwas höher, etwa um 2 mm = 0,04. Die Ursache hierfür wird in der besseren Einstellungsmöglichkeit der Halterkraft bei unseren Versuchen liegen.

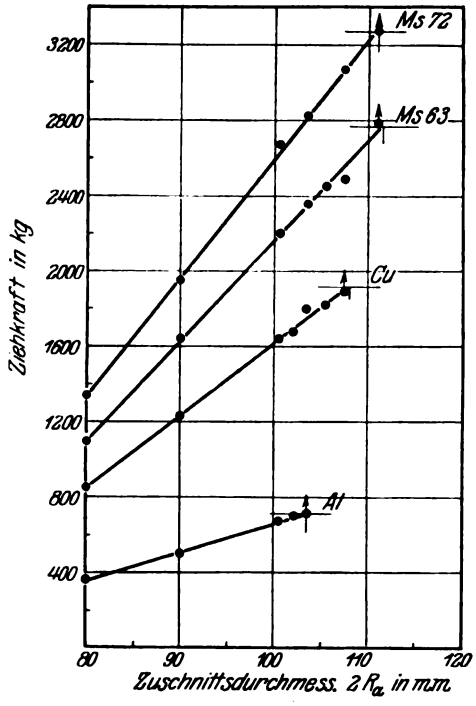


Abb. 22. Abhängigkeit der Ziehkraft vom Zuschnittsdurchmesser. 0,5 mm Blech. — Stempel 50 mm Dmr. — Ziehring 51,46 mm Dmr.

Mit anderen Werkstoffeigenschaften, etwa der Dehnung und Tiefung, die ihrerseits parallel gehen (vgl. Tafel 1), ist nur insofern ein Zusammenhang vorhanden, als die beiden Werkstoffe Aluminium und Eisen mit geringer Dehnung auch geringe Ziehfähigkeiten aufweisen. Aber die großen Unterschiede in den Dehnungen haben keineswegs entsprechende Unterschiede in den Ziehfähigkeiten zur Folge. Und selbst ungeglühtes Aluminium hat noch eine Ziehfähigkeit über 2,0, also nur 10% geringer als die besten Messinge. Innerhalb der Kupferlegierungen ist ein Einfluß der Dehnung überhaupt nicht erkennbar. Die höchste Ziehfähigkeit hat Ms 63, trotz seiner verhältnismäßig geringen Dehnung. Dies hängt vermutlich mit seiner niedrigen Streckgrenze zusammen (vgl. Tafel 1). Auf diese Zusammenhänge wird im theoretischen Teil noch näher einzugehen sein.

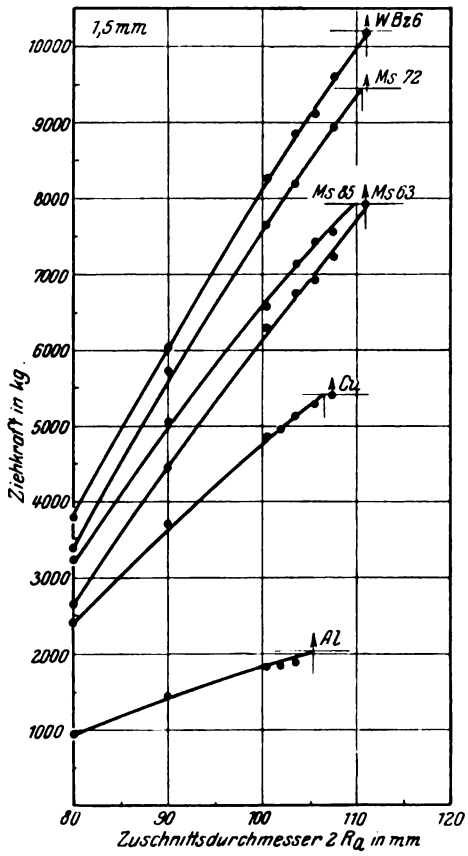


Abb. 23. Abhängigkeit der Ziehkraft vom Zuschnittsdurchmesser. 1,5 mm Blech. — Stempel 50 mm Dmr. — Ziehring 54,12 mm Dmr.

5. Schlußbemerkungen.

Durch die beschriebenen Versuche ist der Vorgang des Tiefziehens, selbst für den einfachsten Fall des Anschlags kreisförmiger Zuschnitte natürlich lange nicht erschöpfend behandelt. Es sind eine Anzahl von Teilfragen unberührt geblieben oder nur kurz gestreift worden. Über einige weitere Versuche, welche in erster Linie dazu angestellt wurden, um die Gültigkeit theoretischer Überlegungen nachzuprüfen, wird im anschließenden zweiten Teil der Untersuchung berichtet werden. Es handelt sich dabei besonders um die Feststellung der Formänderungen, welche der Zuschnitt beim Tiefziehen erleidet.

Nichtsdestoweniger dürften die durchgeführten Versuche schon zeigen, wie es möglich ist, auf dem Wege des Versuchs über den Einfluß der einzelnen Faktoren Aufschluß zu gewinnen. Grundsätzlich ist zu beachten, daß jede Änderung der Betriebsbedingungen von Einfluß ist, und daß gerade beim Tiefziehen scheinbar unwichtige Faktoren von bedeutender Wirkung sein können.

Aber das Zusammenwirken der verschiedenen Faktoren bleibt rätselhaft, wenn es nicht gelingt, einen

Digitized by Google

inneren Einblick in die Mechanik des Vorganges zu gewinnen. Erst dessen eingehende Analyse eröffnet die Aussicht, die Wirkung mancher Faktoren von vornherein zu übersehen und dadurch umfangreiche Versuchsarbeit zu sparen. Jede theoretische Vorstellung ist auch schon deshalb wichtig, weil sie es erst ermöglicht, einen wirklichen systematischen Versuchsplan aufzustellen. Es ist eine allgemeine Schwäche aller unvollkommen entwickelten Wissenszweige, daß viele dahingehende Untersuchungen in kurzer Zeit ihren Hauptwert verlieren, weil die maßgebenden Faktoren unvollkommen erkannt und berücksichtigt worden sind.

B. Theoretischer Teil.

Die Gesetzmäßigkeiten des Tiefziehvorganges sind, wie im folgenden gezeigt werden soll, teilweise einer theoretischen Behandlung zugänglich. Die Spannungen und Verformungen in dem sich unterm Faltenhalter wegbewegenden Teil des Zuschnitts können anscheinend mit guter Genauigkeit erfaßt werden. Auch die Reibungsverhältnisse lassen sich durch Versuch und Rechnung weitgehend klarstellen. Dagegen entzieht sich das Verhalten des Zuschnitts während der Biegung um die Ziehkante und um den Ziehstempel sowie hinterher im Ziehspalt vorläufig noch einer einwandfreien Behandlung. Die Berechnung des vollständigen Kräftespiels zwischen Werkzeug und Werkstoff sowie dessen endgültige Gestaltsänderung ist dadurch nur näherungsweise unter Vernachlässigung gewisser Glieder möglich. Anderseits läßt sich aber als Prüfstein für die Gültigkeit der rechnerischen Überlegungen die Forderung aufstellen, daß die unter diesen Vernachlässigungen errechneten Kräfte und Verformungen hinter den tatsächlichen zurückbleiben müssen, niemals aber über diese hinausgehen dürfen.

Die Untersuchung befaßt sich nun zunächst mit der allgemeinen Mechanik des Tiefziehvorganges, welche den Spannungszustand in allen Teilen des dem Tiefziehen unterworfenen Körpers mit dem Werkstoffwiderstand und der Reibung in Beziehung setzt. Die entwickelten Gleichungen ermöglichen die angenäherte Berechnung des Kraftverlaufs beim Tiefziehen aus den durch Zugversuche feststellbaren Werkstoffeigenschaften und dem bekannten oder aus Tiefziehversuchen zu erschließenden Reibungsbeiwert. Zuvor müssen noch die geometrischen Zusammenhänge im Werkzeug geklärt sein. Die Berechnung des Kraftbedarfs für verschieden große Zuschnitte führt zur Ermittlung der Ziehfähigkeit. Diese läßt sich zwar nicht in ihrer Größe richtig erfassen; dagegen ergeben sich in ihre Abhängigkeit von den Werkstoffeigenschaften gewisse Einblicke. Schließlich können noch die Verformungen des Zuschnitts beim Ziehen mit örtlich recht guter Übereinstimmung mit dem Versuch berechnet werden.

1. Mechanik des Tiefziehvorganges.

Die Spannungsverhältnisse beim Tiefziehen lassen sich in verhältnismäßig einfacher Weise berechnen, wenn die Ziehringfläche als eben und mit unendlich scharfer Abrundung an der Ziehkante angenommen wird. Der Ansatz zerfällt dann in zwei Teile, von denen der erste die Spannungsverhältnisse während der Umformung unter dem Faltenhalter und der zweite Teil die Verknüpfung dieser Spannungen mit den vom Ziehstempel aufzubringenden Kräften behandelt.

Das Ergebnis der Durchrechnung zeigt, daß diese Teilung gerade für den praktisch wichtigen Fall verhältnismäßig großer Krümmungsradien an der Ziehkante zu brauchbaren Ergebnissen führt, obwohl in Wirklichkeit dann an der Ziehkante eine Überlagerung der beiden Teilvorgänge stattfindet. Dagegen entzieht sich der Fall einer wirklich scharfen Ziehkante dadurch einer vollständigen rechnerischen Entwickelung, daß dann große Biegungskräfte und starke örtliche Drücke auftreten müssen, deren Wirkungen sich nicht übersehen lassen. Überhaupt liegt der schwächste Punkt der folgenden Entwickelungen wohl darin, daß der Biegungsvorgang vernachlässigt werden muß.

An sich läßt sich auch ein Ansatz aufstellen, welcher die Zweiteilung vermeidet. Er wird aber dann, wie noch gezeigt wird, verhältnismäßig verwickelt und eignet sich daher nicht gut für eine praktische Durchrechnung. Die Hauptschwäche der Rechnung liegt außerdem, wie gesagt, nicht in diesem Punkt. Es erscheint daher ausreichend, zunächst die Mechanik für den Umformungsvorgang auf der ebenen Ziehringfläche zu entwickeln, und danach den Zusammenhang zwischen diesen Spannungen und den vom Ziehstempel aufzubringenden Kräften zu behandeln.

a) Umformung des Zuschnitts unter dem Faltenhalter.

Denken wir uns aus dem kreisrunden Zuschnitt ein schmales Segment vom Öffnungswinkel γ herausgeschnitten, so kann sich die gesamte Berechnung wegen der Rotationssymmetrie des Vorganges auf dieses Segment beschränken.

Der keilförmige Teil des Segments zwischen Außenrand und Ziehstempel geht während der Umformung unter dem Faltenhalter entsprechend Abb. 24 allmählich in einen prismatischen Streifen über. In einem bestimmten Stadium des Umformungsvorganges, welches durch den Außenradius R_a des Zuschnittes festgelegt ist, greifen nun gemäß Abb. 25 an dem Segment eines Bleches von der Stärke s folgende Kräfte an:

1. Eine radiale Zugkraft ΔZ an der Innenkante, die sich gleichförmig über das Blech verteilen möge:

$$\Delta Z = \sigma_i \cdot R_i \cdot \gamma \cdot s,$$

worin R_i der Radius des Ziehstempels bzw. der Innenradius des Segments ist und σ_i als Einziehspannung eingeführt sei.

2. Der Anteil ΔH der Faltenhalterkraft H senkrecht zur Blechebene, der am Außenrand angreifend angenommen werden kann:

$$\Delta H = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot H.$$

Die Annahme, daß die Halterkraft am Außenrand des Zuschnitts angreift, ist für die folgenden Rechnungen von wesentlicher Bedeutung. Daß dies in der Tat der Fall ist, erkennt man besonders gut bei Betrachtung eines unvollständig gezogenen Hohlkörpers. Die Oberfläche des

Digitized by Google

noch nicht durchgezogenen Randes ist oben unverändert bis auf einen schmalen Streifen ganz außen, der radiale Ziehriefen aufweist. Nur auf diesem Streifen hat offen-

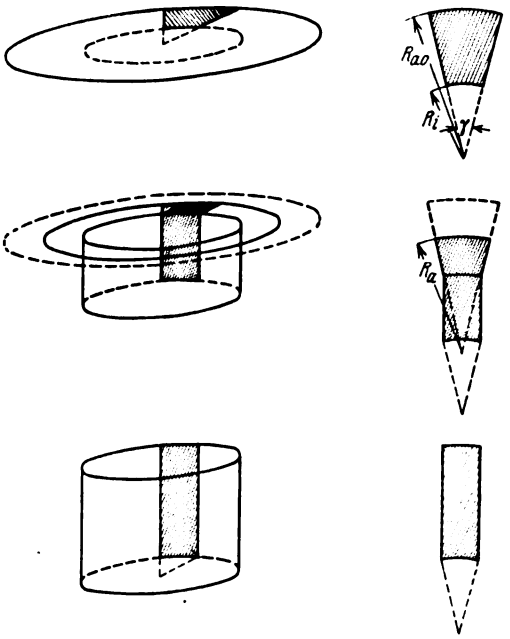


Abb. 24. Umformung des Zuschnitts beim Tiefziehen.

sichtlich der Faltenhalter aufgesessen. Der Streifen ist dementsprechend um so breiter, je größer die Halterkraft war. Das Aufsitzen des Faltenhalters auf dem Zuschnittsrande ergibt sich daraus, daß der Zuschnitt hier stärker wird. Wir werden in Abschn. B, 5a sehen, daß dies aus den Fließgesetzen zwangsläufig abgeleitet werden kann.

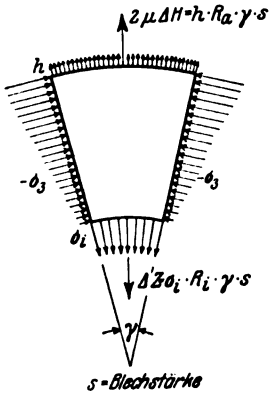


Abb. 25. Beanspruchung des Zuschnitts beim Tiefziehen.

3. Radiale Reibungskräfte infolge der Faltenhalterkraft zwischen Zuschnitt und Faltenhalter sowie Zuschnitt und Ziehring, angreifend am Außenrand. Diese sind — unter der Annahme eines beiderseitig gleichen Reibungsbeiwertes μ:

$$2\mu\Delta H = 2\mu\frac{\gamma}{2\pi}\cdot H$$

$$= h \cdot R_a \cdot \gamma \cdot s,$$

wobei:

$$h = \frac{\mu \cdot H}{\pi \cdot R_a \cdot s} \qquad (1)$$

als Reibungsspannung eingeführt sei*.

* Im allgemeinen Fall einer schrägen Ziehfläche, wie sie z. B. beim Weiterschlag vorliegt, gilt für den auf ein Segment entfallenden Anteil $\Delta H'$ des Normaldruckes entsprechend Abb. 26:

$$\Delta H' = \frac{\Delta H}{\cos\alpha + \mu\sin\alpha} = \frac{\gamma}{2\pi}\cdot\frac{H}{\cos\alpha + \mu\sin\alpha}.$$

Und die Reibungsspannung wird:

$$h' = \frac{\mu H}{\pi R_a s(\cos\alpha + \mu\sin\alpha)}. \qquad (1')$$

4. Tangentiale Druckspannungen $-\sigma_3$, welche den Zusammenhang mit den angrenzenden Blechteilen ersetzen. (Das negative Vorzeichen ergibt sich daraus, daß Zugspannungen als positiv eingeführt werden.)

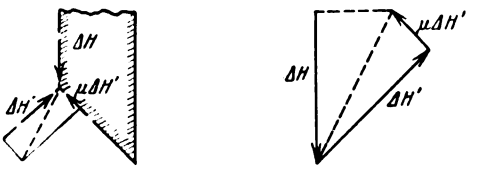


Abb. 26. Halterkraft bei schrägem Faltenhalter.

Die Berechnung des Spannungszustandes an jeder Stelle ist nun leicht unter der Annahme möglich, daß das Blech seine Stärke während des Ziehens nicht ändert. Dies ist zwar in Wirklichkeit keineswegs der Fall, wie noch eingehend behandelt werden wird. Die Dickenänderungen lassen sich jedoch nicht von vornherein im Rechengang berücksichtigen, sondern können nur als Korrektur später angebracht werden.

Nach Abb. 27 ergibt sich dann aus dem Gleichgewicht in radialer Richtung der an einem Volumenelement des Sektors angreifenden Kräfte:

$$0 = \sigma_1 \cdot f + d(\sigma_1 \cdot f) - \sigma_1 \cdot f - 2\sigma_3 \cdot dR \cdot \frac{\gamma}{2} \cdot s, \qquad (2)$$

worin $f = R \cdot \gamma \cdot s$ der Querschnitt des Bleches im Abstand R ist. Durch einfache Umformung erhalten wir dann:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d(\sigma_1 \cdot R)}{dR} &= \sigma_3^*, \\ \text{bzw.} \qquad \frac{d\sigma_1 \cdot \varrho}{d\varrho} &= \sigma_3, \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

wenn als dimensionslose Unabhängige $\varrho = \frac{R}{R_{0a}}$ eingeführt wird und R_{0a} der ursprüngliche Außenradius (des Zuschnitts) ist.

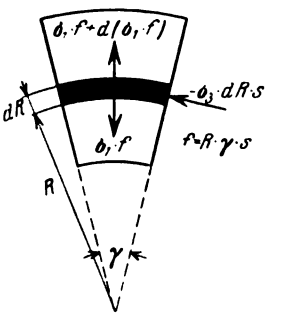


Abb. 27. Beanspruchung eines Körperelements beim Tiefziehen.

Die Lösung dieser Gleichung kann nun unter zwei Annahmen erfolgen, welche das Fließen der Metalle regeln[20, 21, 22]:

1. Die Schubspannungshypothese setzt voraus, daß die größte Schubspannung τ unabhängig von σ_1 und σ_3 ist, und gleich dem Fließwiderstand $\sigma_n/2$ unter reiner Zug- oder Druckbeanspruchung gesetzt werden kann[7]:

$$2\tau = \sigma_1 - \sigma_3 = \sigma_n. \qquad (4)$$

* Dies ist die Grundgleichung für den ebenen rotationssymmetrischen Spannungszustand, die der Übersichtlichkeit halber für den vorliegenden Fall abgeleitet ist. Auch die weiteren Betrachtungen gelten übrigens sinngemäß für andere Beanspruchungszustände, z. B. den dickwandigen Zylinder unter Innen- und Außendruck.

[20] W. Lode: Der Einfluß der mittleren Hauptspannung auf das Fließen der Metalle. Forsch.-Arb. V. d. I. 1928, H. 303; Versuche über den Einfluß der mittleren Hauptspannung auf das Fließen der Metalle Eisen, Kupfer und Nickel. Z. Phys. Bd. 36, S. 913–936. 1926.

[21] M. Roš u. A. Eichinger: Versuche zur Klärung der Frage der Bruchgefahr. Zürich 1926 und 1928.

[22] G. Sachs: Zur Ableitung einer Fließbedingung. Z. V. d. I. Bd. 72, S. 734–736. 1928.

Digitized by Google

2. In Wirklichkeit hat es sich aber bei Versuchen gezeigt, daß die zum Fließen erforderliche Schubspannung bis zu 12%[22] größer sein kann, je nachdem wie die dritte, zu σ_1 und σ_3, also auch zur Blechoberfläche senkrechte (normale) Hauptspannung σ_2 zu den beiden andern liegt. Diesem Befund wird annähernd die sog. Gestaltänderungshypothese gerecht, welche sich in der Form schreiben läßt:

$$\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2 - \sigma_1\sigma_2 - \sigma_2\sigma_3 - \sigma_3\sigma_1 = \sigma_n^2. \quad (5)$$

Eine quadratische Funktion der drei Hauptspannungen soll also stets gleich dem Quadrat der Normalspannungen beim Zug- oder Druckversuch sein. Diese Bedingung kann auf den vorliegenden Fall angewendet werden, wenn angenommen wird, daß die Dicke des Bleches unverändert bleibt, die Formänderung $d\varepsilon_2$ in normaler Richtung, also in jedem Augenblick $= 0$ ist. Aus der Bedingung der Erhaltung des Volumens bei plastischer Verformung:

$$d\varepsilon_1 + d\varepsilon_2 + d\varepsilon_3 = 0 \quad (6)$$

folgt dann:

$$d\varepsilon_1 = -d\varepsilon_3, \quad (7)$$

worin $d\varepsilon_1$ die jeweilige radiale Formänderung und $d\varepsilon_3$ die tangentiale ist. Es gilt dann noch nach Lode[20] zwischen den Spannungen und Formänderungen die Beziehung:

$$\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{d\varepsilon_1 - d\varepsilon_2} = \frac{\sigma_2 - \sigma_3}{d\varepsilon_2 - d\varepsilon_3}, \quad (8)$$

die unter Benutzung von Gleichung (7) übergeht in:

$$\sigma_2 = \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2}. \quad (9)$$

Und damit nimmt die Gestaltsänderungshypothese (5) für den vorliegenden Fall die Form an:

$$\sigma_1 - \sigma_3 = 1{,}15\,\sigma_n. \quad (10)$$

Unter dieser Annahme wäre also ganz allgemein an jeder Stelle ein um 15% höherer Fließwiderstand und damit auch ein um 15% höherer Arbeitsbedarf vorhanden als nach der Schubspannungshypothese (2).

In Wirklichkeit ist nun die Annahme, daß die Stärke des Bleches unverändert bleibt, nicht erfüllt. Vielmehr wird das Blech beim Tiefziehen am oberen Rande des Hohlkörpers erheblich dicker und am Übergang zum Boden wird es meist etwas schwächer[4 7]. Wir werden noch sehen, daß diese Tatsachen aus der resultierenden Spannungsverteilung ableitbar sind. In diesem Zusammenhange wichtig ist nur, daß Gleichung (10) dann ungültig ist und $\sigma_1 - \sigma_3$ in den Grenzen:

$$\sigma_n < \sigma_1 - \sigma_3 < 1{,}15\,\sigma_n \quad (11)$$

veränderlich wird. Nach eingehenden Versuchen[22] ist die Beziehung noch etwas anders:

$$\sigma_n < \sigma_1 - \sigma_3 < 1{,}12\,\sigma_n. \quad (11\,a)$$

Eine genaue Berücksichtigung dieser Veränderlichkeit ist nur durch allmähliche Näherung möglich. Man muß aber den wirklichen Verhältnissen nahekommen mit dem Ansatz:

$$\sigma_1 - \sigma_3 \sim 1{,}10\,\sigma_n^*. \quad (11\,b)$$

* Beim Ziehen liegen die Werte von σ_1 σ_3 im Durchschnitt mehr an der oberen als an der unteren Grenze. Das Mittel aller möglichen Werte ergibt sich nach der Gestaltänderungshypothese ebenfalls zu 1,10.

Mit dieser Annahme wird die Grundgleichung (3) lösbar. Es wird:

$$d\sigma_1 = -(\sigma_1 - \sigma_3)\cdot\frac{d\varrho}{\varrho}$$

$$= -1{,}10\cdot\sigma_n\cdot\frac{d\varrho}{\varrho}$$

und:

$$\sigma_1 = -1{,}10\int\sigma_n\cdot\frac{d\varrho}{\varrho}. \quad (12)$$

Die zunächst gesuchte Einziehspannung σ_i ergibt sich schließlich mit Hilfe der Grenzbedingung für $\varrho = \varrho_a$:

$$\sigma_a = h = 1{,}10\int_{\varrho_a}^{\varrho}\sigma_n\cdot\frac{d\varrho}{\varrho}$$

zu:

$$\sigma_i = 1{,}10\int_{\varrho_i}^{\varrho}\sigma_n\cdot\frac{d\varrho}{\varrho},$$

$$\boldsymbol{\sigma_i = 1{,}10\int_{\varrho_i}^{\varrho_a}\sigma_n\cdot\frac{d\varrho}{\varrho} + h}. \quad (13)$$

Hätte nun der Werkstoff während einer Phase des Ziehvorganges an allen Stellen den gleichen Fließwiderstand σ_n', d. h. die gleiche Verfestigung:

$$\sigma_n' = \text{konst.},$$

so ist das Integral in Gleichung (13) lösbar:

$$\boldsymbol{\sigma_i = 1{,}10\cdot\sigma_n'\cdot\ln\frac{\varrho_a}{\varrho_i} + h}, \quad (14)$$

bzw.:

$$\boldsymbol{\sigma_i = 2{,}53\cdot\sigma_n'\cdot\log\frac{\varrho_a}{\varrho_i} + h}. \quad (14\,a)$$

Die praktische Durchrechnung einer Anzahl von Beispielen hat gezeigt, daß diese Vereinfachung einen Fehler von höchstens 3% ergibt, wenn:

$$\sigma_n' = \frac{\sigma_{ni} + \sigma_{na}}{2} \quad (15)$$

gesetzt wird, worin σ_{ni} bzw. σ_{na} der Fließwiderstand des Stoffes an der Ziehringkante bzw. dem jeweiligen Zuschnittsrande ist.

Zur Abkürzung möge noch geschrieben werden:

$$\sigma_i = S + h, \quad (16)$$

worin:

$$S = 2{,}53\cdot\frac{\sigma_{ni} + \sigma_{na}}{2}\cdot\log\frac{\varrho_a}{\varrho_i} \quad (17)$$

der vom reinen Stoffwiderstand herrührende Anteil der Einziehspannung ist.

b) Berechnung der Stempelkraft.

Die dem Versuch zugängliche Größe ist nun die vom Ziehstempel aufgebrachte Stempelkraft P.

Zu ihrer Berechnung muß zunächst die Ziehspannung σ_i' bekannt sein, mit der gemäß Abb. 28 der Zuschnitt am Ziehstempel angreift. Nach dem Seilgesetz ergibt sich σ_i' aus der Einziehspannung σ_i*:

$$\sigma_i' = e^{\mu\alpha_1}\cdot\sigma_i + b, \quad (18)$$

* Man kann an sich diese Trennung von Umformungsvorgang und Biegung in der Rechnung vermeiden. Für die Ziehkantenabrundung hätte dann an Stelle des oben entwickelten Ansatzes ein anderer zu treten, der die Krümmung und Reibung berücksichtigt. Es ergeben sich dann ähnliche Beziehungen wie beim Drahtziehen[23], auf deren Durchrechnung jedoch verzichtet sei, da ziemlich verwickelte Gleichungen entstehen.

[23] G. Sachs: Zur Theorie des Ziehvorganges, Z. ang. Math. Mech. Bd. 7, S. 235—236. 1927.

Digitized by Google

worin μ wieder der Reibungsbeiwert, α_1 der Winkel zwischen der Angriffsrichtung von σ_i und σ_i' und b die zum Biegen des Bleches um die Kante erforderliche Zusatzspannung ist.

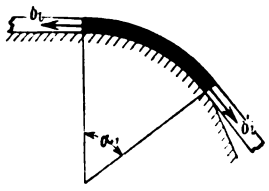


Abb. 28. Spannungszustand an der Zugkante.

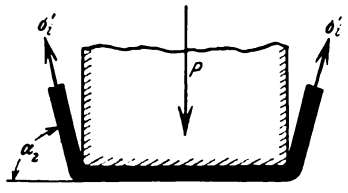


Abb. 29. Stempelkraft und Ziehspannung.

Und die Stempelkraft P wird dann, entsprechend Abb. 29:

$$P = 2\pi R_i \cdot s \cdot \sigma_i' \cdot \sin\alpha_2 . \qquad (18)$$

Mit Gleichung (1) und wenn als Biegungskraft B eingeführt wird:

$$B = 2\pi R_i \cdot s \cdot b \qquad (19)$$

ergibt sich schließlich:

$$\boldsymbol{P = e^{\mu\alpha_1} \cdot \sin\alpha_2 \left(2\pi R_i \cdot S + H \cdot \frac{\varrho_i}{\varrho_a}\right) + B \sin\alpha_2 .} \qquad (20)$$

2. Geometrische Zusammenhänge.

Für die Untersuchung der Spannungsverhältnisse ist als Unabhängige die Randverschiebung ϱ_a gewählt worden. Beim Versuch ist jedoch der Stempelweg t am einfachsten meßbar und auch für die Feststellung des Arbeitsbedarfs notwendig. Benötigt werden ferner von geometrischen Größen die Winkel α_1 und α_2, welche das Blech im Spalt mit der Ziehringfläche und der Stempelachse bildet. In der Regel liegt die Ziehringfläche senkrecht zur Stempelachse, so daß wir uns auf den Fall beschränken können, daß $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ ist.

Der Zusammenhang zwischen Stempelweg und Randverschiebung ist ausschlaggebend von der Abrundung der Ziehwerkzeuge abhängig. Hier muß daher der Rechnung die genaue geometrische Gestalt des Werkzeugs zugrunde gelegt werden. Die Verknüpfung obiger 3 Größen gestaltet sich dann gemäß Abb. 30 am einfachsten so, daß je die halbe Blechstärke zum Ziehring und Ziehstempel

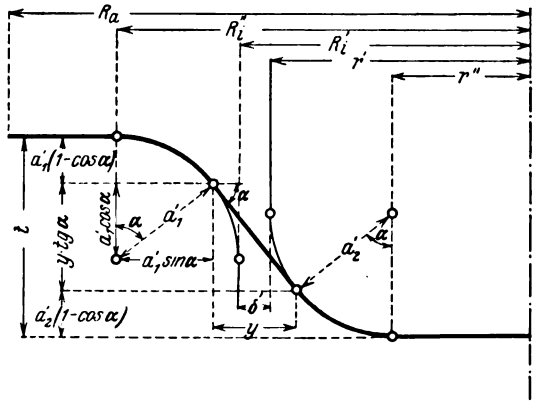


Abb. 30. Zur Ableitung der Beziehungen zwischen Randverschiebung und Stempelweg.

R_a = Radius des Zuschnittrandes, $R_i' = R_i + s/2$, $R_i'' = R_i + a$,
R_i = Ziehringradius,
r = Stempelradius, $r' = r + s/2$, $r'' = r - a$,
s = Blechstärke, $\delta' = \delta + s$,
δ = Spaltweite, $a' = a + s/2$,
a_1 = Abrundungsradius Ziehring, $y = \delta' + (a_1' + a_2')(1 - \sin\alpha)$.
a_2 = Abrundungsradius Stempel,

zugeschlagen werden. Mit den aus Abb. 30 ersichtlichen Bezeichnungen können sowohl der Stempelweg t als auch die Randverschiebung $\varrho_a = \frac{R_a}{R_{0a}}$ leicht als Funktionen des Winkels α ausgedrückt werden.

Der Stempelweg berechnet sich wie folgt:

$$t = (a_1' + a_2')(1 - \cos\alpha) + y \cdot \operatorname{tg}\alpha$$
$$= (a_1' + a_2')(1 - \cos\alpha) + [\delta' + (a_1' + a_2')(1 - \sin\alpha)]\operatorname{tg}\alpha$$
$$\boldsymbol{t = (a_1' + a_2')\left(1 - \frac{1 - \sin\alpha}{\cos\alpha}\right) + \delta' \cdot \operatorname{tg}\alpha .} \qquad (21)$$

Der Weg des Außenrandes ergibt sich aus der Bedingung, daß die Dicke des Bleches und damit die Größe der ursprünglichen Oberfläche erhalten bleiben soll:

$$\pi R_{0a}^2 = \pi\left[R_a^2 - R_i''^2 + r''^2 + 2\left(a_1'\alpha + a_2'\alpha + \frac{y}{\cos\alpha}\right)\left(r' + \frac{\delta'}{2}\right)\right]$$

$$R_a^2 = R_{0a}^2 + R_i''^2 - r''^2 - 2\alpha(a_1' + a_2')\left(r' + \frac{\delta'}{2}\right)$$
$$- 2[\delta' + (a_1' + a_2')(1 - \sin\alpha)]\frac{1}{\cos\alpha}\left(r' + \frac{\delta'}{2}\right).$$

$$\left.\begin{aligned} \boldsymbol{R_a^2} &= \boldsymbol{R_{0a}^2 + R_i''^2 - r''^2} \\ &\quad \boldsymbol{- 2(a_1' + a_2')\left(r' + \frac{\delta'}{2}\right)\left(\alpha + \frac{1 - \sin\alpha}{\cos\alpha}\right)} \\ &\quad \boldsymbol{- 2\frac{\delta'}{\cos\alpha}\left(r' + \frac{\delta'}{2}\right).} \end{aligned}\right\} \qquad (22)$$

Die benötigten Winkelfunktionen sind in Tafel 9 für eine Anzahl von Winkeln zusammengestellt:

Tafel 9. Winkelfunktionen.

α	$\cos\alpha$	$\operatorname{tg}\alpha$	$\frac{1-\sin\alpha}{\cos\alpha}$	$1 - \frac{1-\sin\alpha}{\cos\alpha}$	$\alpha + \frac{1-\sin\alpha}{\cos\alpha}$
10°	0,175	0,985	0,176	0,839	0,161	1,014
20°	0,349	0,940	0,364	0,700	0,300	1,049
30°	0,524	0,866	0,577	0,577	0,423	1,101
40°	0,698	0,766	0,839	0,466	0,534	1,164
50°	0,873	0,643	1,192	0,364	0,636	1,237
60°	1,047	0,500	1,732	0,268	0,732	1,315
70°	1,223	0,342	2,747	0,176	0,824	1,399
80°	1,396	0,1737	5,671	0,087	0,913	1,483
85°	1,483	0,0872	11,430	0,043	0,957	1,526
87°	1,518	0,0523	19,08	0,026	0,974	1,544
88°	1,536	0,0349	28,64	0,018	0,982	1,554
88°30′	1,545	0,0262	38,19	0,013	0,987	1,558
89°	1,553	0,01745	57,29	0,009	0,991	1,562
89°10′	1,556	0,01454	68,75	0,007	0,993	1,563
89°20′	1,559	0,01164	85,94	0,006	0,994	1,565
89°30′	1,562	0,00873	114,6	0,005	0,995	1,567
89°40′	1,565	0,00582	171,9	0,003	0,997	1,568
89°50′	1,568	0,00291	343,7	0,000	1,000	1,568

In Abb. 31 sind α und t über ϱ_a für die genauer untersuchten Fälle aufgetragen:

Blechstärke	s =	0,5 mm	1,5 mm
Urspr. Außenradius	R_a =	50,25 mm	50,25 mm
Innenradius	R_i =	25,73 mm	27,07 mm
Spalt	δ =	0,73 mm	2,07 mm

Der Ziehstempel hatte einen Radius $r = 25$ mm, die Abrundungsradien von Ziehring und Stempel waren gleich

Digitized by Google

$a_1 = a_2 = 6$ mm. Der Abb. 31 können also α und t für jeden Wert von ϱ_a entnommen werden.

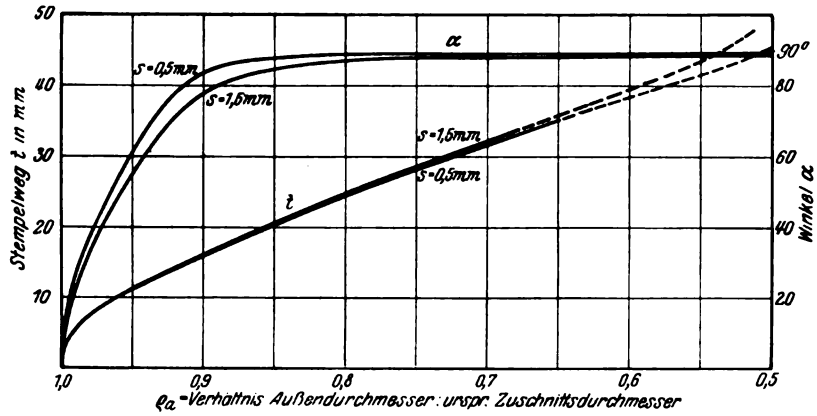


Abb. 31. Bestimmung des Stempelweges und der Blechneigung im Ziehspalt aus der Randverschiebung. Zuschnittsdurchmesser 100,5 mm Dmr. — Ziehspalt = s + 40%. — Ziehstempel 50 mm Dmr.

Gleichung (22) hat jedoch nur bis zum Beginn der Abrundung $R_a = R_i''$ Gültigkeit. Der weitere Stempelweg ist dann dadurch gegeben, daß bis $R_a = R_i'$ das Stück $\frac{\pi}{2} \cdot a_1' = 1{,}57\, a_1'$ noch abgewickelt werden muß; also die entsprechende Fläche übergehen muß in $2\pi\left(r' + \frac{\delta}{2}\right)(\Delta t - a_1')$, worin Δt der dazugehörige Stempelweg ist. Auf die genaue Durchführung dieser Rechnung sei verzichtet, da gerade gegen Ende des Tiefziehvorganges die rechnerische Erfassung wegen der verschiedenen Vernachlässigungen immer unsicherer wird. Im vorliegenden Falle ergibt sich für Δt rund 14 mm für das 1,5 mm starke Blech und 12,5 mm für das 0,5 mm starke Blech.

3. Berechnung des Kraftbedarfs.

Die Stempelkraft in jeder Phase des Ziehvorganges setzt sich entsprechend Gleichung (20) aus verschiedenen Anteilen zusammen, welche versuchsmäßig zu bestimmende Größen enthalten.

a) Stofflicher Anteil.

Das reine Werkstoffglied S ergibt sich gemäß Gleichung (17) aus den Fließwiderständen σ_{ni} und σ_{na} an der Innen- und Außenkante des sich umformenden Teils des Zuschnitts:

$$S = 2{,}53 \cdot \frac{\sigma_{ni} + \sigma_{na}}{2} \log \frac{\varrho_a}{\varrho_i}.$$

Der Fließwiderstand eines Körperteilchens kann nun nach Ludwik[24] ganz allgemein aus dem Widerstand bei einem Zug- oder Druckversuch festgestellt werden, wenn die geometrischen Veränderungen des Teilchens, welche dessen Verfestigung bestimmen, bekannt sind. Ist die stärkste Abmessungsänderung des Teilchens eine Dehnung oder eine Stauchung, so ist die Verfestigung die gleiche wie bei einer um den gleichen Betrag gedehnten Zugprobe bzw. um den gleichen Betrag gestauchten Druckprobe. Es genügt dabei die Kenntnis eines solchen Versuchs, da eine Stauchung in der Verfestigungswirkung der gleichen Querschnittsverminderung beim Zugversuch entspricht.

Wir haben diese „Fließkurven" für verschiedene Stoffe durch Zugversuche, welche die wahren Spannungen bis zur Höchstlast einwandfrei geben, und darüber hinaus durch Festigkeitsbestimmungen an gewalzten Stäben (40, 50 und 60% Höhenverminderung) entsprechend Abb. 32 ermittelt. Bei allen Stoffen fallen für das 0,5- und 1,5-mm-Blech die Kurven praktisch zusammen.

Ist nun ein Zuschnitt vom ursprünglichen Radius $\varrho_{a0} = 1$ im Versuch auf den Radius $\varrho_a = R_a / R_{0a}$ gekommen, so ist diese Verringerung gleichzeitig die Stauchung ε_a der Außenfaser in der Umfangsrichtung:

$$\varepsilon_a = 1 - \varrho_a. \tag{23}$$

Die Stauchung ε_i der Innenfaser ergibt sich bei Erhaltung des Blechvolumens und der Blechdicke daraus, daß der außen weggeflossene Teil der Blechoberfläche nach

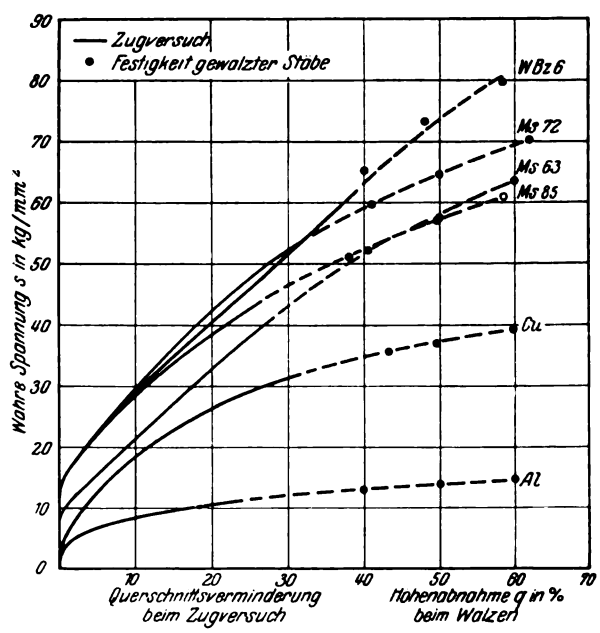


Abb. 32. Fließkurven verschiedener Werkstoffe.

Abb. 33 auch gleich dem Querschnitt zwischen der ursprünglichen Lage ϱ_0 und der neuen Lage ϱ jeder Form sein muß:

$$(\varrho_{a0} - \varrho_a)(\varrho_{a0} + \varrho_a) = (\varrho_0 - \varrho)(\varrho_0 + \varrho)$$

$$1 - \varrho_a^2 = \varrho_0^2 - \varrho^2.$$

$$\varrho_0 = \sqrt{1 - \varrho_a^2 + \varrho^2}. \tag{24}$$

$$\varepsilon = 1 - \frac{\varrho}{\varrho_0} = 1 - \frac{\varrho}{\sqrt{1 - \varrho_a^2 + \varrho^2}}. \tag{25}$$

Und:

$$\varepsilon_i = 1 - \frac{\varrho_i}{\sqrt{1 - \varrho_a^2 + \varrho_i^2}}. \tag{25a}$$

Abb. 34 gibt für verschiedene Werte $\varrho_a = \frac{R_a}{R_{0a}}$ und die praktisch in Frage kommenden Werte von $\varrho_i = \frac{R_i}{R_{0a}}$ zwischen 0,65 und 0,45 die nach dieser Gleichung errechneten Stauchungen ε_i an.

[24] P. Ludwik: Elemente der technologischen Mechanik. Berlin 1909; Über Kaltbearbeitung durch Walzen und Ziehen Z. öst. Ing. Arch. Ver. Bd. 67, S. 597—602. 1915; P. Ludwik u. R. Scheu: Vergleichende Zug-, Dreh- und Walzversuche Stahleisen Bd. 45, S. 373—381. 1925.

Digitized by Google

Zu den Stauchungen ε_a und ε_i werden dann die Fließwiderstände σ_{na} und σ_{ni} der Abb. 32 entnommen, $\sigma_n' = \frac{\sigma_{na} + \sigma_{ni}}{2}$ und der Ausdruck $S = 2{,}53 \cdot \sigma_n' \cdot \log \frac{\varrho_a}{\varrho_i}$ gebildet. Damit ist der eigentlich stoffliche Anteil des Kraftbedarfs für die betreffende Phase des Tiefziehvorganges berechnet.

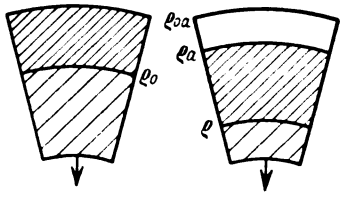


Abb. 33. Bewegung einer Faser beim Tiefziehen.

Bei der Festlegung des „Umformungsverhältnisses" $\varrho_i = \frac{R_i}{R_{0a}}$ ist zu berücksichtigen, daß als Innenradius R_i nicht ohne weiteres der Radius des Ziehstempels angenommen werden darf. Hierzu muß entweder die halbe Blechdicke oder der halbe Ziehspalt zugeschlagen werden, da der Vorgang naturgemäß auf die mittlere Blechfaser bezogen werden muß. Welcher Wert von diesen beiden den Vorzug verdient, ist nicht klar; da der Unterschied nicht groß ist und alle Angaben meist auf die Blechstärke bezogen werden, soll dies auch für die Errechnung des Kraftbedarfs geschehen.

b) Ermittlung des Reibungsbeiwertes.

Die Reibung zwischen Blech und Werkzeug tritt in der Formel (20) für die Stempelkraft mehrfach auf. Der stoffliche Anteil S erhöht sich durch Reibung an der Ziehkante auf das $e^{\mu\alpha}$-fache. Die Halterkraft H führt zu einem Zusatzglied:

$$P = e^{\mu\alpha} \cdot 2\mu H \frac{\varrho_i}{\varrho_a}. \qquad (26)$$

Der benötigte Reibungsbeiwert μ läßt sich mit Hilfe dieser Gleichung aus den Ergebnissen der Versuche über den Einfluß der Halterkraft berechnen. Versuchsmäßig ist dieser Beitrag für die verschiedenen Stoffe gemäß Teil A, 3b der Arbeit zu $\beta = 12$ bis 25% festgestellt worden:

$$P_h = \beta \cdot H = (0{,}12 \div 0{,}25)\, H. \qquad (27)$$

Hieraus folgt die Bestimmungsgleichung für μ:

$$e^{\mu\alpha} \cdot 2\mu \frac{\varrho_i}{\varrho_a} = \beta. \qquad (28)$$

Eine Verknüpfung von β und μ ist nur möglich, wenn α und ϱ_a im Augenblick, wo β bestimmt wird, bekannt sind. Da dies der Höchstpunkt des Kraftbedarfs ist, kann, wie die durchgerechneten Beispiele zeigen, im allgemeinen $\alpha = \frac{\pi}{2}$ gesetzt werden. Die Lage ϱ_a des Außenrandes im Höchstpunkt muß jedoch entweder dem Versuch entnommen werden, oder sie ergibt sich mit genügender Annäherung aus der Berechnung des stofflichen Teils gemäß den Darlegungen des vorhergehenden Abschnittes.

Hier ist so vorgegangen worden, daß den Versuchskurven in Abb. 21 die Stempelwege t_h für den Höchstwert der Stempelkraft entnommen und in Abb. 31 die dazugehörigen Randlagen ϱ_a abgegriffen wurden.

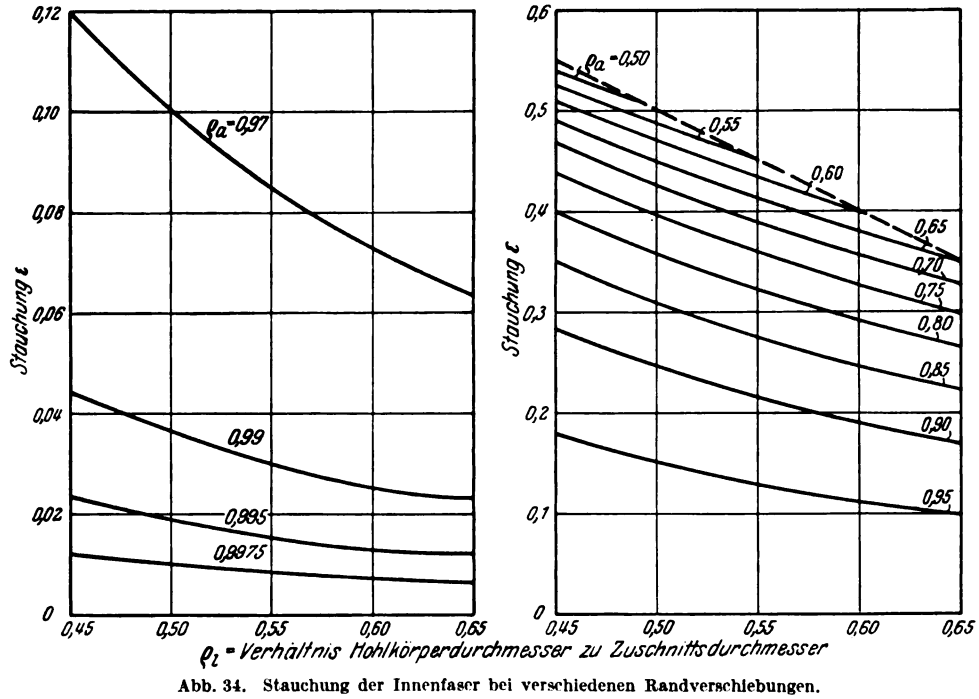


Abb. 34. Stauchung der Innenfaser bei verschiedenen Randverschiebungen.

Die Höchstlast liegt im allgemeinen für einen Zuschnitt von der Größe $\varrho_i = \frac{R_i}{R_{0a}} = 0{,}5$ zwischen $\varrho_a = 0{,}9$ und 0,7. Um die Unterlagen für einen weiteren Spielraum zu schaffen, sind nach Gleichung (28) die Werte von β für $\varrho_a = 1{,}0$; 0,9; 0,8 und 0,7 und verschiedene μ errechnet und in Abb. 35 über μ aufgetragen.

Als Beweis für die Gültigkeit des hier eingeschlagenen Weges können die Versuche von Sommer[4] an Kupfer und Messing herangezogen werden. Sommer bestimmt den Reibungsbeiwert durch besondere Versuche an ausgeschnittenen Zuschnitten zu $\mu = 0{,}15$. Die Halterkraft geht bei ihm mit $\beta = 0{,}24$ in den Kraftbedarf ein. Die

Digitized by Google

Höchstlast liegt bei ihm für Kupfer und Messing etwa bei $\varrho_a = 0{,}8$. Dies ergibt nach Abb. 35 ein $\mu = 0{,}145$.

Benötigt wird für den Kraftbedarf noch die Größe $e^{\mu\alpha}$, welche die Ziehkantenreibung angibt. In Abb. 35 ist über μ daher auch der Wert $e^{\mu\frac{\pi}{2}}$ eingezeichnet. Für andere α gilt mit ausreichender Genauigkeit (1%) eine lineare Beziehung:

$$e^{\mu\alpha} = 1 + \frac{2\alpha}{\pi}\left(e^{\mu\frac{\pi}{2}} - 1\right). \qquad (29)$$

Für die hier untersuchten Stoffe sind die Werte β, t_h, ϱ_a, μ und $e^{\mu\frac{\pi}{2}}$ nebst den verwandten Schmiermitteln in Tafel 10 zusammengestellt. Die Werte β und t sind den Versuchen an Zuschnitten von 100,5 mm Dmr. entnommen.

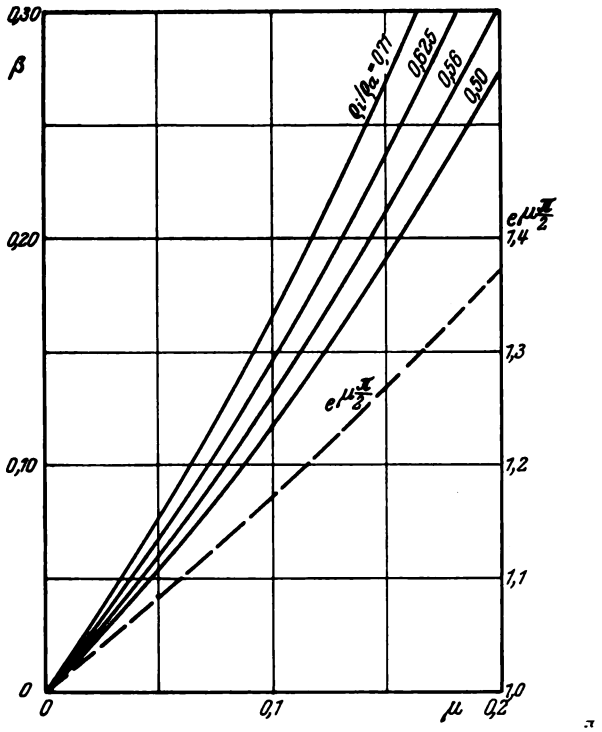


Abb. 35. Tafel zur Ermittlung des Reibungsbeiwerts μ und der Größe $e^{\mu\frac{\pi}{2}}$ aus dem Anteil der Halterkraft am Kraftbedarf.

Tafel 10. Berechnung der Reibungswerte.

Werkstoff	Anteil der Halterkraft β	Stempelweg an der Höchstlast t_h mm	Randverschiebung an der Höchstlast ϱ_a	$\frac{s_i}{\varrho_a} = \frac{0{,}51}{\varrho_a}$	Reibungsbeiwert μ	$e^{\mu\frac{\pi}{2}}$	Schmiermittel
Al	0,15	23	0,82	0,62	0,10	1,17	Talg
Cu	0,25	26	0,785	0,65	0,15	1,27	Rüböl
Ms 85	0,12	25	0,795	0,64	0,08	1,13	„
Ms 72	0,20	27	0,77	0,66	0,12	1,22	„
Ms 63	0,18	30	0,73	0,70	0,11	1,18	„
WBz 6	0,24	30	0,73	0,70	0,14	1,24	„

c) Anteil der Biegung.

Allein der Einfluß der Biegung um die Ziehkante auf den Kraftbedarf läßt sich bisher nicht in dem Grade übersehen, daß hierfür ein befriedigender Ansatz gebracht werden kann. Es kann nur angenommen werden, daß der entsprechende Beitrag B zum Kraftbedarf mit der Blechstärke schnell anwachsen muß. Auch die versuchsmäßige Feststellung dieses Beitrags[4] ist nicht ohne weiteres möglich. Das Biegen um die Kante erfordert wesentlich größere Kräfte, wenn es für sich vorgenommen wird, als wenn es zusätzlich beim fließenden Werkstoff erfolgt.

Es ist daher auf die Feststellung dieses Gliedes vorläufig verzichtet worden, in der Annahme, daß die Biegung nur einen kleinen Bruchteil des Kraftbedarfs ausmacht. Wieweit eine solche Annahme berechtigt ist, wird sich bei der Dikussion des endgültigen Ergebnisses im folgenden Abschnitt herausstellen.

d) Berechnung der Ziehkurven.

Nunmehr sind alle Grundlagen für die Berechnung des Kraftbedarfs geschaffen. Die Unterlagen dafür sind, um es noch einmal zusammenfassend zu wiederholen:

1. Die Fließkurve des Werkstoffes, die durch Zug- und Walzversuche ermittelt wird (Abb. 32).

2. Der Reibungsbeiwert, der bekannt sein muß oder bei Kenntnis der Randverschiebung im Höchstpunkt der Kraftkurve aus dem Einfluß der Halterkraft bestimmbar ist (Abb. 35, Tafel 10).

Ferner müssen folgende geometrische Zusammenhänge bekannt sein:

3. Zwischen Randverschiebung und Stauchung der einzelnen Ringfasern (Abb. 34).

4. Zwischen Randverschiebung, Stempelweg und Neigungswinkel des Bleches im Ziehspalt (Abb. 31).

Ein Beispiel für die Durchführung der Rechnung ist in Tafel 11 für den 100,5-mm-Zuschnitt von Aluminium 1,5 mm stark gegeben. In gleicher Weise ist die Rechnung auch für die anderen Werkstoffe durchgeführt worden.

In Tafel 12 ist zunächst der berechnete Kraftbedarf dem beobachteten gegenübergestellt. Bei den 0,5 mm starken Zuschnitten ist ein Unterschied innerhalb der Streuung von etwa $\pm$ 5% nicht festzustellen. Bei den 1,5 mm starken Blechen ist dagegen der Kraftbedarf in Wirklichkeit um 6% größer (Streuung $\pm$ 2%). Dieser Unterschied läßt sich zwanglos auf den Einfluß der Biegung zurückführen. Beim dünnen Blech erfordert demnach die Biegung so geringe Kräfte, daß sie dem gesamten Kraftbedarf gegenüber vernachlässigt werden kann; beim dicken Blech fällt der Wert von 6% des Kraftbedarfs schon merklich ins Gewicht. Natürlich gelten diese Angaben nur für die vorliegenden Abrundungsverhältnisse; bei schärferer Abrundung muß die zum Biegen erforderliche Kraft größer ausfallen und umgekehrt.

Die errechneten Ziehkurven der verschiedenen Werkstoffe sind in Abb. 36 zusammengestellt. Man erkennt darin die gleichen kennzeichnenden Unterschiede zwischen den Kurven verschiedener Materialien wie bei den Versuchskurven in Abb. 21.

Die Gegenüberstellung einiger theoretischer und experimenteller Kurven in Abb. 37 läßt jedoch zwischen diesen gewisse Unterschiede erkennen, die bei allen Stoffen in gleicher Weise hervortreten. Die Versuchskurven steigen flacher an, besitzen ein breiteres Höchstgebiet und fallen dann steiler ab.

Digitized by Google

Tafel 11. Errechnung der Kraft-Stempelwegkurve für Aluminium (1,5 mm).

Blechstärke: $s = 1{,}50$ mm; Zuschnittsdurchmesser: $2\,R_{a_0} = 100{,}5$ mm; Halterkraft: $H = 400$ kg; Reibungsbeiwert (Talg) $\mu = 0{,}10$; Durchmesser des Hohlkörpers $2\,R_i = 50 + 1{,}5 = 51{,}5$ mm; Umformungsverhältnis $\varrho_i = \frac{R_i}{R_{a_0}} = 0{,}51_2$; Querschnitt des Hohlkörpers: $f = \pi \cdot 51{,}5 \cdot 1{,}50 = 242$ mm².

Phase des Vorgangs (Randverschiebung)	$\varrho_a = \frac{R_a}{R_{a_0}}$	0,9975	0,995	0,99	0,97	0,95	0,90	0,85	0,80	0,75	0,70	0,65	0,60	0,55	0,51
—	ϱ_i/ϱ_a	$0{,}51_3$	$0{,}51_5$	$0{,}51_7$	$0{,}52_8$	$0{,}54_0$	$0{,}57_0$	$0{,}60_3$	$0{,}64_0$	$0{,}68_3$	$0{,}73_2$	$0{,}79_0$	$0{,}85_5$	$0{,}93_2$	—
—	$\ln\frac{\varrho_a}{\varrho_i} = 2{,}53 \log \frac{\varrho_a}{\varrho_i}$	$0{,}73_3$	$0{,}73_0$	$0{,}72_3$	$0{,}70_2$	$0{,}67_7$	$0{,}62_0$	$0{,}55_6$	$0{,}49_1$	$0{,}42_0$	$0{,}34_4$	$0{,}26_3$	$0{,}17_5$	$0{,}08_1$	—
Stempelweg in mm ...	t (Abb. 31)	**2,4**	**4,0**	**5,4**	**8,8**	**11,2**	**16,1**	**20,5**	**24,8**	**28,6**	**32,2**	(35,7)	(39,3)	(43,7)	(47,8)
Blechneigung in °	α (Abb. 31)	8	17	22	41	55	77,5	84,5	86,5	87,5	88	>88	>88	>88	—
	$\sin\alpha$	$0{,}13_9$	$0{,}29_2$	$0{,}37_5$	$0{,}65_6$	$0{,}81_9$	$0{,}97_6$	$0{,}99_5$	$0{,}99_8$	$0{,}99_9$	$0{,}99_9$	1,00	1,00	1,00	—
Ziehkantenreibung	$e^{\mu\alpha}$ (Abb. 35)	$1{,}01_5$	$1{,}03_2$	$1{,}04_2$	$1{,}07_8$	$1{,}10_4$	$1{,}14_6$	$1{,}16_0$	$1{,}16_5$	$1{,}16_7$	$1{,}16_8$	1,17	1,17	1,17	—
Stauchung:															
der Außenfaser	$\varepsilon_a = 1 - \varrho_a$	0,0025	0,005	0,01	0,03	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3	0,35	0,4	0,45	—
der Innenfaser	ε_i (Abb. 34)	0,009	0,018	0,034	0,094	0,145	0,239	0,303	0,350	0,388	0,416	0,441	0,461	0,470	—
Fließwiderstand in kg/mm²															
Außenfaser	σ_{n_a} (Abb. 32)	2,5	3,3	4,1	5,6	6,8	8,4	9,6	10,5	11,2	11,8	12,3	12,7	13,2	—
Innenfaser	σ_{n_i} (Abb. 32)	4,0	4,9	5,9	8,3	9,5	11,1	11,8	12,3	12,5	12,9	13,1	13,3	13,4	—
Mittelwert.....	σ'_n	3,25	4,1	5,0	6,95	8,15	9,75	10,7	11,4	$11{,}8_5$	$12{,}3_5$	12,7	13,0	13,3	—
Ziehspannung in kg/mm²															
Stofflicher Anteil ...	$e^{\mu\alpha} \cdot S$	$2{,}4_2$	$3{,}1_0$	$3{,}7_8$	$5{,}2_6$	$6{,}1_0$	$6{,}9_2$	$6{,}9_1$	$6{,}5_3$	$5{,}8_2$	$4{,}9_5$	$3{,}9_4$	$2{,}6_6$	$1{,}2_6$	—
	$= e^{\mu\alpha} \cdot \sigma'_n \cdot \ln\frac{\varrho_a}{\varrho_i}$														
Ziehkraft in kg:															
Stofflicher Anteil ...	$Z_s = e^{\mu\alpha} \cdot S \cdot f$	590	750	915	1270	1480	1670	1670	1580	1410	1200	950	640	305	—
Anteil Halterkraft ..	$e^{\mu\alpha} \cdot \frac{\varrho_i}{\varrho_a} \cdot 2\mu H$	40	40	40	50	50	50	60	60	60	70	—	—	—	—
Summe	Z	630	790	955	1320	1530	1720	1730	1640	1470	1270	950	640	305	—
Stempelkraft in kg ...	$P = Z \sin\alpha$	**100**	**230**	**360**	**870**	**1250**	**1680**	**1720**	**1640**	**1470**	**1270**	**950**	**640**	**305**	—

Tafel 12.
Versuchsmäßiger und berechneter Kraftbedarf zum Ziehen von Zuschnitten 100,5 mm Durchmesser verschiedener Werkstoffe.

Blechstärke s mm	Werkstoff	Kraftbedarf P_{max} Versuch kg	Kraftbedarf P_{max} Rechnung kg	Unterschied Rechnung-Versuch %
0,5	Al	670	650	—3
	Cu	1640	1760	+7
	Ms 72	2680	2690	0
	Ms 63	2200	2150	—2
			Mittelwert:	$+0_5$
1,5	Al	1825	1720	—6
	Cu	4850	4680	—4
	Ms 85	6560	6180	—6
	Ms 72	7635	7320	—4
	Ms 63	6290	5820	—7
	WBz 6	8260	7550	—9
			Mittelwert:	—6

Diese Unterschiede zwischen Versuch und Rechnung lassen sich durch die Formänderungen des Zuschnitts beim Tiefziehen erklären. Bisher ist von der nicht zutreffenden Annahme ausgegangen worden, daß die Dicke des Bleches beim Ziehen erhalten bleibt. In Wirklichkeit sind die Dickenänderungen von Ort zu Ort und von Phase zu Phase des Ziehvorgangs verschieden. Im Abschnitt B 5 wird noch eine genauere Untersuchung der Formänderungen gebracht werden. Für den Vergleich zwischen Versuch und Rechnung ist es zunächst nur wichtig, zu wissen, daß besonders im Gebiet der Höchstkraft die an den Boden des Hohlkörpers angrenzenden Blechteile stark und der Boden selber schwächer dehnen. Dadurch vergrößert sich die Tiefung. Gegen Ende des

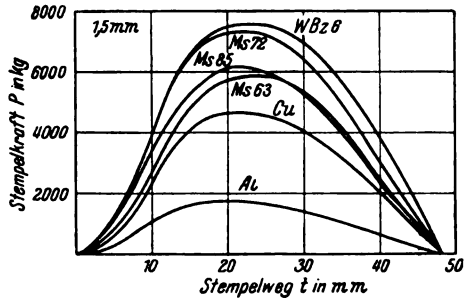


Abb. 36. Berechnete Ziehkurven für verschiedene Werkstoffe. Blechstärke 1,5 mm. — Zuschnittsdurchmesser 100,5 mm Dmr.

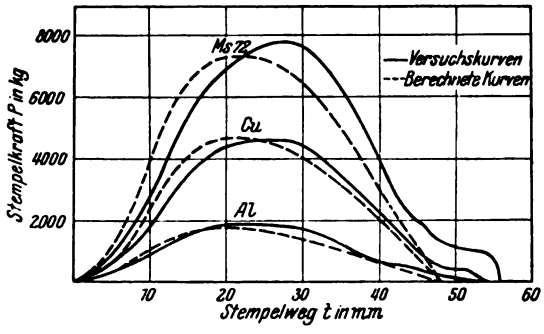


Abb. 37. Vergleich von Versuchskurven und berechneten Ziehkurven für einige Werkstoffe.

Ziehvorgangs tritt anderseits eine erhebliche Verdickung des Bleches ein. In dieser Phase wird also die Tiefung zurückgehalten.

Digitized by Google

Schließlich zeigen die Versuchskurven stets noch einen Schwanz, welcher den rechnerischen Kurven fehlt. Dieser geringe Kraftaufwand ist, wie schon erwähnt, noch nach Abschluß des eigentlichen Ziehvorganges erforderlich, um den Hohlkörper durch den Ziehring durchzudrücken. Ein nachträgliches Durchführen des fertigen Hohlkörpers erfordert genau dieselben Kräfte, wie sie der letzte Zweig der Versuchskurven zeigt.

Somit ist zwar keine vollständige Übereinstimmung zwischen Versuch und Rechnung erreicht worden. Die gefundenen Abweichungen sind jedoch durchaus verständlich. Es wäre nicht undenkbar, noch einen höheren Grad der Übereinstimmung zu erzielen. Jedoch darf darauf wohl verzichtet werden, da gewisse willkürliche Annahmen niemals ganz zu vermeiden sind.

Der Kraftbedarf und damit auch der Arbeitsbedarf lassen sich jedenfalls soweit rechnerisch erfassen, daß eine versuchsmäßige Feststellung dieser Größen, etwa zum Zwecke einer Dimensionierung der Presse, entbehrlich ist.

4. Betrachtungen über Ziehfähigkeit.

Die Grenze des Ziehens ist dadurch gegeben, daß der Kraftbedarf nicht höher werden kann als die Zerreißfestigkeit des Hohlkörpers, welcher bei Überbeanspruchung am Boden abreißt. Der Kraftbedarf ist, wie im vorigen Abschnitt gezeigt wurde, mit gewisser Näherung berechenbar, wenn die Werkstoffeigenschaften und die Reibungsverhältnisse bekannt sind. Für die Beurteilung der Ziehfähigkeit muß aber noch die Zerreißfestigkeit des Werkstoffes gegenüber der Beanspruchung beim Tiefziehen bekannt sein.

a) Zerreißkraft und Zugfestigkeit.

Bei den in Abschnitt A, 4a beschriebenen Versuchen wurde festgestellt, daß die Zerreißkraft der Hohlkörper beim dünnen Blech i. M. um 9%, beim dicken Blech i. M. um 2% größer ausfiel als die aus der gewöhnlichen Zugfestigkeit berechnete Tragfähigkeit des Hohlkörperquerschnittes.

Die Beanspruchung dieses Querschnitts weicht nun in zwei Punkten von der eines gewöhnlichen Zugstabes ab.

Beim Zugstab ändern sich alle Querdimensionen im Gebiet gleichmäßiger Dehnung in gleichem Maße[25]. Beim Hohlkörper ist dagegen eine Änderung der Abmessungen in der Umfangsrichtung praktisch durch den Stempel unterdrückt. Die Dehnung muß also vollständig von der Dickenabnahme aufgebracht werden. In einem solchen Fließzustand ist aber nach neueren Untersuchungen[20, 21, 22] eine um etwa 12% größere Zugspannung zum Dehnen erforderlich als bei einem gewöhnlichen Zugversuch.

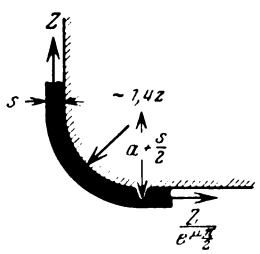


Abb. 38. Beanspruchung des Bleches an der Stempelabrundung.

Anderseits liegt aber der gefährliche Querschnitt beim Hohlkörper an der Stempelabrundung und ist dort seitlichen Druckkräften ausgesetzt. Diese können nach Abb. 38 insgesamt mit annähernd dem 1,4fachen der Zugkraft Z angesetzt werden. Auf ein Blechstück von 1 mm² Oberfläche am Übergang zum Boden des Hohlkörpers wirkt dann die Zugkraft:

$$\Delta Z = \sigma \cdot 1 \cdot s,$$

worin σ die Zugspannung und s die Blechstärke ist, und innen die Druckkraft (= Druckspannung):

$$\frac{1.4 \cdot \sigma \cdot s}{\frac{\pi}{2} \cdot \left(a + \frac{s}{2}\right)}, \qquad (30)$$

worin a der Abrundungsradius des Ziehstempels ist. Mit $a = 6$ mm und $s = 0{,}5$ bzw. 1,5 mm wird diese Druckspannung $\sim 0{,}07\ \sigma$ bzw. $\sim 0{,}20\ \sigma$. Da sie nur von einer Seite wirkt, herrscht im Mittel im Blech eine radial gerichtete Druckspannung von 0,04 bzw. 0,10 σ. Nach den Fließgesetzen ist dann zum Dehnen eine gegenüber dem Zugversuch um 4 bzw. 9% geringere Zugspannung erforderlich.

Insgesamt ergibt die Rechnung also einen Unterschied zwischen Zerreißkraft beim Ziehen und Zerreißkraft beim Zugversuch von $12 - 4 = +8\%$ beim 0,5 mm-Blech bzw. $12 - 9 = +3\%$ beim 1,5 mm-Blech. Die mittleren Versuchswerte von 9 bzw. 2% stimmen damit sehr gut überein. In der entwickelten Weise ist es also möglich, die wirkliche Zerreißkraft beim Ziehen aus der Zugfestigkeit zu errechnen.

Dies ist jedoch noch an weitere Voraussetzungen gebunden, die in unserem Falle praktisch erfüllt waren. Nämlich daran, daß der auf Zerreißen beanspruchte Querschnitt wirklich gleich dem Querschnitt des zylindrischen Teils des Hohlkörpers ist, und ferner, daß die Stempelkraft und die wirkliche Zerreißkraft identisch sind. Da derjenige Querschnitt die stärkste Beanspruchung erleidet, der gerade oberhalb der Berührungslinie mit dem Stempel liegt, hängt beides vom Winkel α des Bleches im Ziehspalt zur Stempelfläche ab. Aus Tafel 11 läßt sich ersehen, daß für Aluminium 1,5 mm stark im Augenblick der maximalen Stempelkraft dieser Winkel rd. 85° ist. Bei rd. 75° würde aber der maßgebende Querschnitt erst um 1% kleiner werden als der Hohlkörperquerschnitt, und bei 82° die Stempelkraft um 1% kleiner als die wirkliche Zerreißkraft. Werden jedoch größere Abrundungsradien des Ziehrings und Ziehstempels gewählt, so wird, wie aus den Berechnungen des Abschnittes B, 2 entnommen werden kann, auch der Winkel α für eine bestimmte Randverschiebung, welche die Zugspannung im Blech bestimmt, erheblich kleiner. Anderseits kann der Winkel α wieder durch Wahl eines kleineren Ziehspaltes vergrößert werden. Bedenkt man noch, daß eine größere Abrundung die Zerreißkraft ebenfalls erhöht, so erkennt man, wie überaus verwickelt der Einfluß der Werkzeuggestaltung auf den Ziehvorgang ist. Die Frage nach der günstigsten Werkzeugform erscheint danach zwar durchaus lösbar; sie bedarf aber einer weitgehenden systematischen Untersuchung, die über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen würde. Das in Form einer bestimmten Angabe von Ziehringabrundung, Stempelabrundung und Ziehspalt angestrebte Ergebnis ist natürlich auch noch besonders von der Blechstärke, dem Stempeldurchmesser (bzw. dem Verhältnis dieser beiden Größen), dem Werkstoff und anderen Faktoren abhängig. Es ist also von vornherein

[25] W. Kuntze u. G. Sachs: Der Zugversuch am Flachstab. Stahleisen Bd. 47, S. 219—226. 1927.

Digitized by Google

kaum zu erwarten, daß sich solche Angaben in einfacher, umfassender Form machen lassen; und es bleibt abzuwarten, ob eine genauere Untersuchung einfache Faustregeln[11] als zulässig erscheinen läßt.

b) Berechenbarkeit der Ziehfähigkeit.

Für eine Berechnung der Ziehfähigkeit sind nunmehr die wesentlichen Unterlagen vorhanden. Es fehlt nur noch der zusätzliche Kraftaufwand für die Biegung. Für den vorliegenden Fall ist der Einfluß der Biegung durch den Versuch bestimmt; wie groß er aber bei veränderter Werkzeugform wird, ist vorläufig nicht geklärt. Ferner darf nicht außer acht gelassen werden, daß bei zu kleinen und auch bei zu großen Abrundungsradien Faktoren wirksam werden können, die bisher nicht in den Kreis der Betrachtungen gezogen worden sind.

Der Kraftbedarf läßt sich dann nach Vorhergehendem schätzungsweise auf $\pm$ 5% genau berechnen. Die gleiche Genauigkeit wird sich in der Berechnung der Zerreißkraft erreichen lassen. Ein Fehler von 10% im Kraftbedarf entspricht aber nach Abb. 23 und 24 einem Fehler in der Ziehfähigkeit von 5 mm oder 0,10.

Mit dieser Genauigkeit müßte sich danach auch die Ziehfähigkeit ermitteln lassen. Man hätte dabei so vorzugehen, daß man für eine zweite Zuschnittsgröße, etwa 110 mm ebenfalls den Kraftbedarf bestimmt und auf die rechnerische Zerreißkraft interpoliert oder extrapoliert. Die erreichte Genauigkeit ist aber für praktische Zwecke noch nicht ausreichend, da die gesamten hier festgestellten Unterschiede nach Tafel 8 nur 7,5 mm = 0,15 betragen. In der Tat ergab auch die Bestimmung der Ziehfähigkeit in der oben skizzierten Weise unregelmäßig verteilte Werte um 107 $\pm$ 5 mm. Diese Aufgabe muß also zurückgestellt werden, bis die Unterlagen für solche Berechnungen noch erheblich zuverlässiger sind als bis jetzt.

c) Ziehfähigkeit und Fließkurve.

Der Werkstoffachmann wird nun nach den hier durchgeführten Untersuchungen in erster Linie danach fragen, in welcher Weise sich die Stoffeigenschaften auf die Ziehfähigkeit auswirken. Besonders bei stärkerem Blech rührt ja der weitaus größte Teil des Kraftbedarfs von der Werkstoffumformung her.

Diese Frage läßt sich jedoch leider wieder nicht ohne besondere, umfangreiche Berechnungen beantworten. Hierfür erscheint es notwendig, von den verschiedensten Fließkurven auszugehen und in der entwickelten Weise die Ziehfähigkeit zu errechnen. Von der Berücksichtigung des Reibungseinflusses kann für den vorliegenden Zweck abgesehen werden; es wird etwa genügen, zum stofflichen Kraftbedarf einen Zuschlag von 20 bis 30% zur Abgleichung der Reibungseinflüsse zu machen.

Einige überschlägliche Berechnungen in dieser Richtung, auf deren Wiedergabe verzichtet sei, ergaben zunächst die eigenartige Tatsache, daß die Ziehfähigkeit überhaupt nur in geringem Maße von der Fließkurve eines Werkstoffes abhängt. Die Ziehfähigkeit ist anscheinend für die verschiedensten Werkstoffe nur innerhalb schätzungsweise 15% veränderlich. Und zwar zeigt sich z. B. ein Einfluß der Dehnung dahingehend, daß Werkstoffe mit sehr großer Dehnung die höchste Ziehfähigkeit aufweisen, diese dann mit der Dehnung abnimmt, aber von mittlerer Dehnung ab sich nur noch wenig ändert oder sogar wieder zunimmt. Dazu ist aber noch zu bemerken, daß, wie schon mehrfach erwähnt, Stoffe mit geringer Dehnung sich bei großen Abrundungsradien ungünstig verhalten können. Auch gelten die Betrachtungen natürlich nur für Stoffe, die nicht aus anderen Gründen versagen, etwa deshalb, weil sie in irgendeiner Beziehung spröde sind. Ferner kann vermutet werden, daß ein im Verhältnis zur Festigkeit niedriger Fließwiderstand bei geringen Reckgraden zu einer hohen Ziehfähigkeit führt. Dies ist wahrscheinlich der Grund der guten Ziehfähigkeit von Ms 63. Jedoch kann, wie gesagt, nur eine systematische Untersuchung näheren Aufschluß über derartige Zusammenhänge geben.

Die geringe Abhängigkeit der Ziehfähigkeit von den Werkstoffeigenschaften erklärt auch die Wichtigkeit solcher Faktoren, wie der Gleichmäßigkeit der Blechstärke, der Beschaffenheit der Blechoberfläche, des Schmiermittels usw. Beim Tiefziehen haben wir den in der spanlosen Formung seltenen Fall, daß die Eigenschaften eines Stoffes fast bis zur natürlichen Grenze in Anspruch genommen werden. Ein an sich kleiner Gewinn an Ziehfähigkeit wirkt sich unter Umständen wirtschaftlich schon merkbar aus. Die vorliegende Arbeit dürfte gezeigt haben, welche Wege zur Erzielung eines solchen Gewinns grundsätzlich einzuschlagen sind.

5. Formänderungen des Zuschnitts.

Für die rechnerische Ermittelung des Kraftbedarfs war die Voraussetzung erforderlich, daß das Blech während des Tiefziehens seine Stärke nicht ändert. In Wirklichkeit behält jedoch höchstens der Boden des Hohlkörpers nahezu seine ursprüngliche Dicke bei. Die angrenzenden Teile werden dagegen dünner, und zum Rande hin nimmt die Stärke über den Ausgangswert hinaus zu[4, 7].

Die Nichtberücksichtigung dieser Formänderungen ist teilweise für die Abweichungen zwischen der experimentellen und der rechnerischen Ziehkurve verantwortlich. Infolge der Dehnungen in dem unteren Teil des Hohlkörpers vergrößert sich, wie die folgenden Überlegungen lehren, der Stempelweg in der Nähe des Höchstwertes der Stempelkraft gegenüber dem Rechenwert, während später wieder ein Zurückbleiben eintritt. Dies entspricht durchaus den beobachteten Abweichungen.

Ferner gibt uns noch eine genauere Kenntnis der Formänderungen Aufschluß über die Oberflächenänderungen des Hohlkörpers, seine sog. „Dehnung", und über die Wirkung des Ziehspaltes. Diese Fragen sind von einiger praktischer Bedeutung und sind in der Literatur häufiger erörtert worden, ohne daß bisher eine richtige Vorstellung von den Zusammenhängen gewonnen werden konnte.

a) Berechnung der Formänderungen.

Es läßt sich jedoch leicht auf rechnerischem Wege unter gewissen vereinfachenden Voraussetzungen ein annähernd richtiges Bild von den beim Tiefziehen eintretenden Formänderungen gewinnen. Wenigstens ist dies für die reine Umformung unter dem Faltenhalter möglich, also unter Vernachlässigung der Änderungen,

Digitized by Google

welche durch das Umbiegen um die Abrundungen des Ziehringes und Ziehstempels sowie hinterher im Ziehspalt hervorgerufen werden.

Die Berechnung der Formänderungen gestaltet sich dann wie folgt:

Wenn eine Faser $\varrho = \frac{R}{R_{0a}}$ des Zuschnittes ihre Lage um den Betrag $d\varrho$ ändert, so erleidet sie in den drei Hauptrichtungen die 3 Formänderungen: $d\varepsilon_1$ radial, $d\varepsilon_2$ normal und $d\varepsilon_3$ tangential (peripheral). Es kann nun geschrieben werden:

$$\left.\begin{aligned} d\varepsilon_1 &= \frac{d\varepsilon_1}{d\varrho} \cdot d\varrho = \varepsilon_1' \cdot d\varrho\,, \\ d\varepsilon_2 &= \varepsilon_2' \cdot d\varrho\,, \\ d\varepsilon_3 &= \varepsilon_3' \cdot d\varrho\,, \end{aligned}\right\} \tag{31}$$

worin ε_1', ε_2', ε_3' die Ableitungen der Formänderungen nach der Unabhängigen ϱ des Vorganges sind.

Zu der Berechnung dieser Größen gelangen wir auf folgende Weise. Der tatsächlich vorhandene Spannungszustand ist dadurch ausgezeichnet, daß senkrecht zum Blech praktisch keine Spannungen σ_2 wirken. Die Größe der Halterkraft ist im Verhältnis zur Blechoberfläche so gering, daß sie für den größten Teil des Zuschnittes nicht ins Gewicht fällt. Nur der äußerste Rand wird, wie eine Betrachtung des Hohlkörpers in Zwischenstufen des Ziehvorgangs deutlich erkennen läßt, durch die Halterkraft zusammengedrückt. Es möge also für die mittlere Hauptspannung σ_2 überall gelten:

$$\sigma_2 = 0\,. \tag{32}$$

Die Spannungen σ_1 und σ_3 können dann unter Zugrundelegung des Schubspannungsgesetzes Gleichung (4):

$$\sigma_1 - \sigma_3 = \sigma_n$$

errechnet werden. Die folgenden Betrachtungen vereinfachen sich wesentlich, wenn von der Verfestigung abgesehen wird, σ_n also als unveränderlich angenommen wird:

$$\sigma_n = k\,. \tag{33}$$

Die Spannungen werden dann gemäß Gleichung (12):

$$\left.\begin{aligned} \sigma_1 &= k \cdot \ln \frac{\varrho_a}{\varrho_i}\,, \\ \sigma_3 &= k \cdot \left(\ln \frac{\varrho_a}{\varrho_i} - 1\right). \end{aligned}\right\} \tag{34}$$

Die Formänderungsableitungen müssen anderseits folgenden Beziehungen gehorchen. Die Erhaltung des Volumens fordert, daß die Summe der Formänderungsdifferentiale stets = 0 ist; vgl. Gleichung (6):

$$\varepsilon_1' + \varepsilon_2' + \varepsilon_3' = 0\,. \tag{35}$$

Die Formänderung $d\varepsilon_3$ ist bei der Lagenänderung zwangsmäßig als Änderung des Kreisumfangs bestimmt:

$$\left.\begin{aligned} d\varepsilon_3 &= \frac{d\varrho}{\varrho}\,, \\ \varepsilon_3' &= \frac{1}{\varrho}\,. \end{aligned}\right\} \tag{36}$$

Die dritte Gleichung zur Bestimmung der Formänderungen liefert der Zusammenhang mit den Spannungen, der nach Lode[20] im plastischen Zustande die Form hat, vgl. Gleichung (8):

$$\frac{\varepsilon_1' - \varepsilon_2'}{\sigma_1 - \sigma_2} = \frac{\varepsilon_2' - \varepsilon_3'}{\sigma_2 - \sigma_3} = \frac{\varepsilon_3' - \varepsilon_1'}{\sigma_3 - \sigma_1}\,. \tag{37}$$

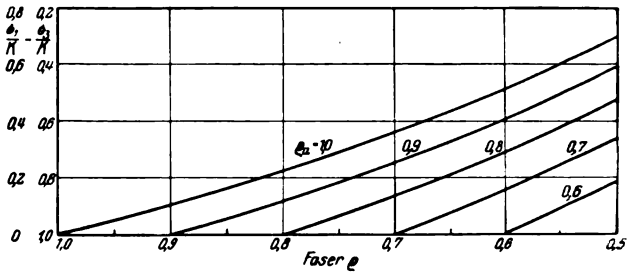


Abb. 39. Spannungen beim Ziehen eines Zuschnittes vom Umformungsververhältnis $\varrho_i = 0{,}5$.

Damit ergeben sich:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_1' &= \frac{1}{\varrho} \cdot \frac{2\sigma_1 - \sigma_3}{2\sigma_3 - \sigma_1} = \frac{k}{\varrho} \cdot \frac{1 + \ln \frac{\varrho_a}{\varrho_i}}{\ln \frac{\varrho_a}{\varrho_i} - 2}\,, \\ \varepsilon_2' &= \frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{\sigma_1 - 2\sigma_3} = \frac{k}{\varrho} \cdot \frac{2 \ln \frac{\varrho_a}{\varrho_i} - 1}{2 - \ln \frac{\varrho_a}{\varrho_i}}\,, \\ \varepsilon_3' &= \frac{1}{\varrho}\,. \end{aligned}\right\} \tag{38}$$

Die Formänderungen lassen sich jetzt mit Hilfe dieser Gleichungen errechnen.

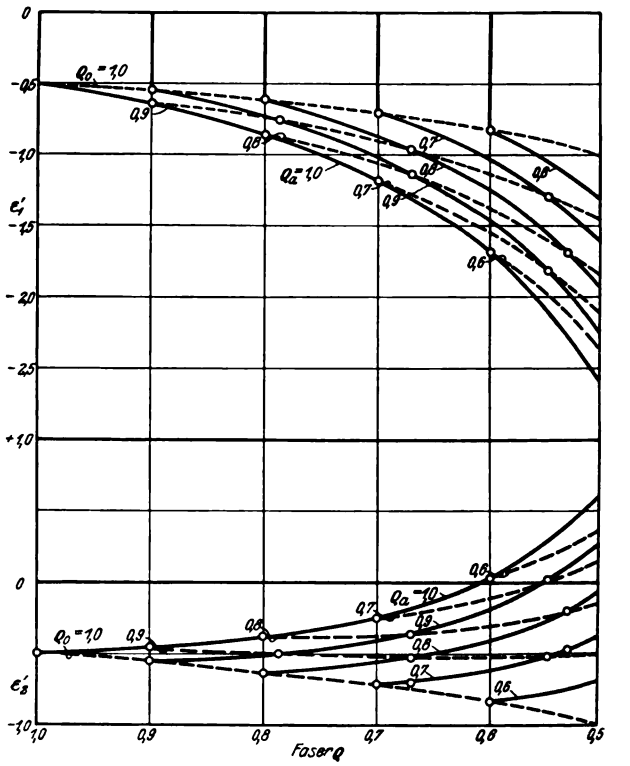


Abb. 40 Ableitungen der Formänderungen eines Zuschnitts vom Umformungsverhältnis $\varrho_i = 0{,}5$.

In Abb. 39 sind zunächst die Spannungen σ_1 (und σ_3) über den jeweiligen Lagen $\varrho = \frac{R}{R_{0a}}$ für den hier besonders interessierenden Fall eingetragen, daß $\varrho_i = 0{,}5$ ist. ϱ_a möge die Stadien 0,9, 0,8, 0,7 und 0,6 durchlaufen. Abb. 39 zeigt, daß die Außenfaser ϱ_a während des ganzen

Digitized by Google

Vorgangs (wobei sie sich von $\varrho_0 = 1$ auf $\varrho = 0{,}9$, 0,8 0,7 usw. verschiebt) nur Druckspannungen σ_3 (in tangentialer Richtung) zu übertragen hat. Betrachtet man die Faser für sich, so erkennt man also, daß sich ihre Körperelemente wie bei einem reinen Druckversuch in tangentialer Richtung verhalten müssen. In der Innenfaser $\varrho_i = 0{,}5$ herrschen dagegen zunächst ($\varrho_a = 1{,}0$) erhebliche Zugspannungen σ_1 (in radialer Richtung) und geringere Druckspannungen σ_3. Wird der Zuschnitt größer gewählt, so wird σ_1 noch größer, während σ_3 sich (absolut) verkleinert. Im gleichen Sinne wirkt eine Vergrößerung der Halterkraft. Während des Tiefziehvorgangs wird dann σ_1 immer kleiner, und im Augenblick des Herausziehens erhält auch die Innenfaser nur Druckspannungen σ_3.

Für die Werte ε_1' und ε_2' ergibt sich dann ein Verlauf entsprechend Abb. 40. Da ϱ sich beim Tiefziehvorgang

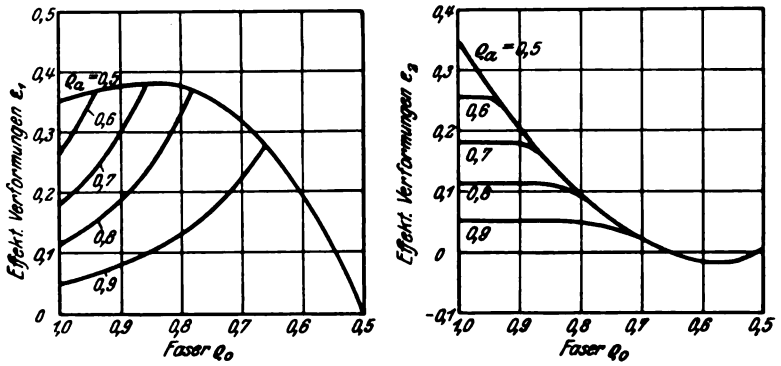


Abb. 41. Effektive Formänderungen beim Ziehen eines Zuschnitts auf verschiedene Randverschiebungen ϱ_a.

verkleinert, nehmen die jeweiligen Formänderungen für den tatsächlichen Vorgang ein umgekehrtes Vorzeichen wie in Abb. 40 an. Es ergibt sich, daß die Außenfaser ϱ_a stets in gleich starkem Maße in radialer (ε_1') wie normaler (ε_2') Richtung gedehnt wird. Das heißt also, das Blech verdickt sich an dieser Stelle, und zwar in ganz gleicher Weise wie bei einem Druckversuch der Körperelemente in tangentialer Richtung. Die Innenfaser $\varrho_i = 0{,}5$ wird dagegen in der Dicke (ε_2') zunächst verringert und dann mit wachsender Tiefung vergrößert.

Will man nun die gesamten Formänderungen einer Faser bis zu einer bestimmten Randverschiebung wissen, so muß über die Formänderungsableitungen integriert werden, welche der jeweiligen Lage der betreffenden Faser zugehören. Jedoch ist die jeweilige Lage nur für die Faser $\varrho_{a0} = 1{,}0$ bekannt: für die anderen kann sie erst festgestellt werden, wenn die Formänderungen in radialer Richtung bekannt sind. Die genaue Berechnung dieser Lagen ϱ' ist umständlich; für den vorliegenden Zweck erscheint es ausreichend, hierfür noch einmal von der Dickenänderung abzusehen. Es gilt dann die schon in etwas anderer Form benutzte Beziehung (24):

$$\varrho'^2 = 1 - \varrho_a^2 + \varrho_0^2. \tag{39}$$

Die damit errechneten Lagen der ursprünglichen Fasern $\varrho_0 = 1{,}0$, 0,9, 0,8 usw. sind in Abb. 40 durch Kreise O gekennzeichnet, welche durch gestrichelte Linien miteinander verbunden sind. Diese geben also näherungsweise die Formänderungsableitungen für bestimmte Fasern während des ganzen Vorganges an.

Um zu den gesamten Formänderungen jeder Faser zu kommen, haben wir die Integrale zu bilden:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \int_{\varrho_0}^{\varrho} \varepsilon_1' \cdot d\varrho, \\ \varepsilon_2 &= \int_{\varrho_0}^{\varrho} \varepsilon_2' \cdot d\varrho, \\ \varepsilon_3 &= \int_{\varrho_0}^{\varrho} \varepsilon_3' \cdot d\varrho = \ln \frac{\varrho}{\varrho_0}. \end{aligned}\right\} \tag{40}$$

Die letzte Gleichung läßt nach ihrer logarithmischen Form erkennen, daß damit die sog. effektiven Formänderungen Ludwiks[24] bestimmt sind. Die gewöhnlichen Formänderungen λ_1, λ_2, λ_3, welche auf die ursprünglichen Abmessungen bezogen werden, stehen dann mit den effektiven in der Beziehung:

$$\varepsilon = \ln(1 + \lambda). \tag{41}$$

Für die verschiedenen Stadien der Umformung zum Hohlkörper sind die durch Flächenausmessung aus Abb. 40 bestimmten Werte ε_1 und ε_2 in Abb. 41, die Werte λ_1 und λ_2 in Abb. 42 aufgetragen. Die Betrachtung der Formänderungen ε_2 bzw. λ_2 in normaler Richtung lehrt, daß ein Hohlkörper bei reinem Tiefziehen in den oberen Teilen erheblich stärker, in den unteren um ein geringes dünner werden sollte als der ursprüngliche Zuschnitt. Und zwar muß nach Abb. 42 die größte Dickenänderung am Rande, da hier die Beanspruchung wie besprochen sehr nahe einer Druckbeanspruchung (σ_3) ist, werden:

$$\lambda_2 = \frac{\varrho_a}{\varrho_i} - 1.$$

Dies ergibt für den Fall $\varrho_i = 0{,}5 \sim 40\%$.

b) Versuch und Rechnung.

Zur Nachprüfung, wieweit die durchgeführten Rechnungen den praktischen Verhältnissen gerecht werden, wurden an zwei Aluminiumzuschnitten von 100,5 mm Dmr. und 1,5 mm Stärke Dickenmessungen an verschiedenen, durch eingerissene Kreise kenntlich gemachten Stellen während verschiedener Phasen $2\,R_a = 97{,}5$, 86,6, 73,7 und 51,5 mm (fertiger Hohlkörper) des Ziehvorgangs durchgeführt. Ferner wurden an zwei weiteren Zuschnitten beim fertigen Hohlkörper die Dickenänderungen etwas genauer und in entsprechender Weise die radialen Dehnungen bestimmt.

Der Vergleich dieser Versuchswerte in Abb. 43 mit den (für ein etwas abweichendes Umformungsverhältnis) rechnerischen in Abb. 42 erweist die Nützlichkeit der rechnerischen Betrachtungen. Die Übereinstimmung ist allerdings nur beschränkt; aber die Abweichungen vervollständigen gerade das Bild vom Tiefziehvorgang in einigen Punkten.

Die radialen Dehnungen zunächst fallen über den größten Teil des Hohlkörpers etwas größer aus, als die Rechnung ergibt. Sehr viel größer sind sie außerdem am Rande des Bodens, der sich an die Stempelabrundung an-

Digitized by Google

legt. In der Rechnung ist die Komplikation, die durch die Abrundungen entsteht, nicht erfaßbar. Das Biegen des Bleches über eine Abrundung muß jedenfalls, wenn gleichzeitig Zugkräfte angreifen, zusätzliche Dehnungen zur Folge haben. Dies erklärt einen Teil der Abweichungen. Ferner müssen weitere zusätzliche Dehnungen in den an den Boden des Hohlkörpers anschließenden Teilen durch entstehen, daß diese den gesamten Kraftbedarf zu übertragen haben. Da sie dabei fast bis zur Festigkeit beansprucht werden, müssen sie sich auch entsprechend dehnen.

Schließlich dehnt noch der Boden um einen gewissen Betrag, der leicht übersehen werden kann. Der Boden ist ja allseitigen Zugkräften vom Betrage $\sigma_i'/e^{\mu\alpha}$ (vgl. Abb. 28 und 38) unterworfen, also bei Aluminium im Höchstfalle etwa 20% unterhalb der Festigkeit. Er muß dementsprechend seine Dicke um die betreffende Querschnittsverminderung bei einem Zugversuch verändern.

Die Dickenänderungen fallen in entsprechendem Maße geringer als die rechnerischen aus, wieder besonders in den an dem Boden anschließenden Teilen.

In den Außenteilen des Zuschnitts, die nach der Umformung unter dem Faltenhalter nicht mehr hohen Zugkräften unterliegen, sind jedenfalls die Formänderungen durchaus so, wie es die theoretischen Überlegungen erfordern.

c) Änderung der Oberflächengröße.

Weiterhin interessieren in der Praxis besonders noch die Änderungen der Gesamtoberfläche während des Tiefziehvorgangs. Theoretisch erhalten wir sie durch eine zweite Integration über die radialen Dehnungen in Abb. 42. Hierdurch werden die Längen der Mantellinien für die verschiedenen Phasen ϱ gewonnen. Die Zerlegung des Hohlkörpers in Boden, zylindrischen Teil und nicht umgeformten Rand ergibt dann in einfacher Weise die gesamte Oberfläche.

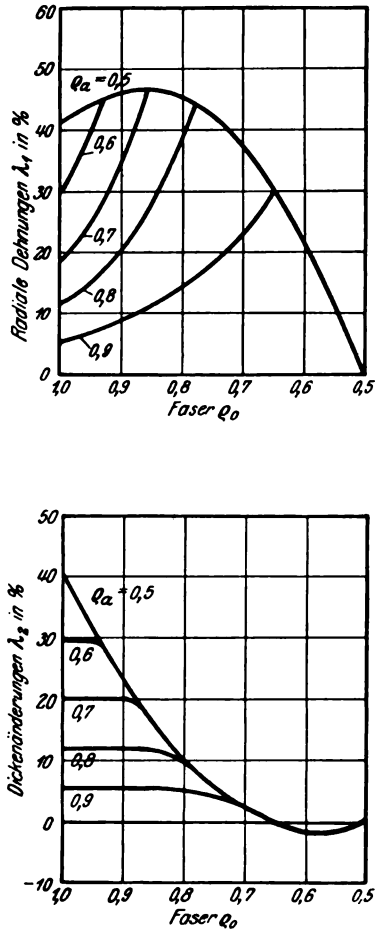


Abb. 42. Berechnete Formveränderungen beim Ziehen eines Zuschnitts auf verschiedene Randverschiebungen ϱ_a.

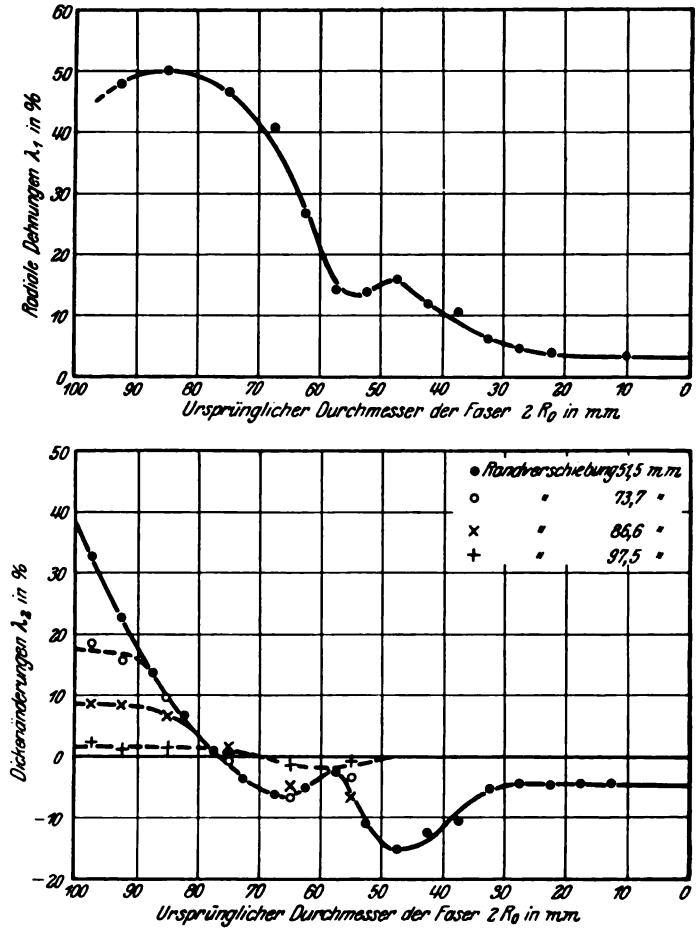


Abb. 43. Festgestellte Formänderungen beim Ziehen von Aluminiumzuschnitten von 100,5 mm Dmr, 1,5 mm stark.

Abb. 44 zeigt nun diese Werte im Vergleich zu den Versuchswerten.

Wie nach Vorhergehendem zu erwarten, ergibt der Versuch größere Oberflächen; und zwar entstehen die Unterschiede zu Beginn des Tiefziehvorgangs, da die Höchstkraft etwa bei $2R_a =$ 80 mm erreicht wird.

Die von der Rechnung verlangte ständige Oberflächenverringerung wird danach zunächst durch die zusätzlichen Dehnungen in Oberflächenvergrößerungen umgekehrt. In den letzten Stadien der Umformung zeigt dann aber der Versuch fast genau eine Oberflächenabnahme, wie sie von der Theorie verlangt wird.

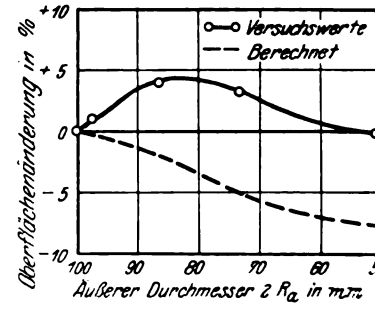


Abb. 44. Oberflächenänderung von Aluminiumzuschnitten 100,5 mm Dmr, 1,5 mm stark, beim Ziehen zu Hohlkörpern verschiedener Tiefe und 51,5 mm Dmr.

Aus den Betrachtungen geht noch hervor, daß die Formänderungen je nach dem Werkstoff, und jedenfalls

Digitized by Google

auch nach dem Abrundungsradius des Ziehrings verschieden ausfallen müssen. Die Oberflächenvergrößerung wird um so stärker sein, je größer die Dehnung eines Werkstoffes ist. Der Einfluß der Abrundung ist nicht zu übersehen. Jedoch ist zu vermuten, daß scharfe Abrundungen besonders starke zusätzliche Dehnungen zur Folge haben. Ferner muß die Dehnung natürlich um so größer werden, je näher die Stempelkraft an die Festigkeit des Werkstoffes herankommt; sie wird also mit der Zuschnittsgröße schnell ansteigen. Jedenfalls spielen hierbei so viele Faktoren eine Rolle, daß man sich wieder nur auf Grund eingehender Untersuchungen ein vollständiges Bild von den Zusammenhängen wird machen können.

d) Einfluß des Ziehspaltes.

Schließlich kann auch noch der Einfluß des Ziehspaltes übersehen werden. Ist der Ziehspalt geringer als die Stärke des Bleches am oberen Rande, also für das durchgearbeitete Beispiel nach Abb. 43 geringer als 1,41, so drückt der Ziehspalt die in Abb. 45a überstehende Stärke des Bleches gemäß Abb. 45b weg. Die Änderung der Oberflächengröße veranschaulicht ebenfalls Abb. 45b. Der Einfluß des Ziehspaltes auf die Oberflächengröße läßt sich auf diese Weise leicht errechnen. Von der Durchführung dieser rein geometrischen Aufgabe sei jedoch abgesehen. Die Abhängigkeit von der Größe des Ziehspaltes muß auf jeden Fall so herauskommen, wie sie in Tafel 2 und Abb. 5 versuchsmäßig festgestellt ist.

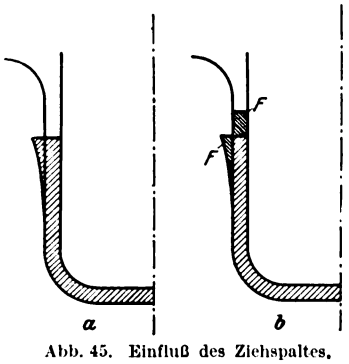


Abb. 45. Einfluß des Ziehspaltes.

Der obere Teil des Hohlkörpers erscheint dadurch bekanntlich wie poliert, während der nicht vom Ziehspalt herabgedrückte Teil stets rauh ist. In diesem Teil sind jedoch stets nochmals zwei scharf abgesetzte Zonen erkennbar. Der an den Boden angrenzende Teil erscheint meist besonders rauh, jedenfalls infolge der erheblichen zusätzlichen Dehnung. Er fällt also um so rauher aus, je stärker die Dehnung, und auch bekanntlich, je gröber das Korn des Stoffes ist. Die Unterteilung rührt jedoch, wie eine genaue Betrachtung der Hohlkörper lehrt, nicht von der Dehnung her, sondern von der Anlage an das Werkzeug. Die Grenze gibt die Stelle an, wo die Abrundung des Ziehstempels ursprünglich aufhörte, darüber sieht man außen oft Riefen, darunter niemals. Benutzt man also einen Stempel mit geringer Abrundung, so rückt die Grenzlinie ganz nach unten, während die Rauhigkeit bleibt.

6. Schlußbemerkungen.

Die theoretische Untersuchung des Tiefziehens im Anschlag mußte sich naturgemäß auf einige Punkte beschränken, für welche die Unterlagen durch Versuche geschaffen waren. Verschiedene andere wichtige Teilfragen wurden angeschnitten, deren Lösung bisher noch nicht angebbar ist.

Immerhin dürfte die Untersuchung gezeigt haben, wie weitgehend theoretische Vorstellungen in die Einzelheiten des Ziehvorgangs hineinzuleuchten imstande sind. Durch entsprechend angelegte Versuche unterstützt, läßt sich meist ein klares Bild von jeder Einzelerscheinung gewinnen. Es besteht daher die begründete Aussicht, nach Durchführung einiger weiterer Untersuchungen ähnlich wie der vorliegenden eine einigermaßen vollständige Kenntnis von den Vorgängen beim Tiefziehen im Anschlag zu gewinnen.

Danach entsteht die wichtige Aufgabe, diese Kenntnis zur wirtschaftlichen Verbesserung des Tiefziehvorgangs auszunutzen. Die Aufgabe geht einmal dahin, die Eignung eines Bleches für das Ziehen im voraus zu erkennen. Ein Versuch in dieser Richtung ist schon durch Schaffung einer Prüfung gemacht worden, welche einige wichtige Merkmale des Tiefziehens in einfachster Form nachahmt[26]. Anderseits muß das Ziehwerkzeug so weit entwickelt werden, daß seine Wirkung aufs Blech sich der denkbar günstigsten Beanspruchung nähert. Hier ist z. B. in bezug auf den Druck des Faltenhalters und die Abrundungsverhältnisse des Ziehrings und Stempels das letzte Wort sicher noch nicht gesprochen.

Zusammenfassung.

Die Untersuchung befaßt sich mit dem Tiefziehen kreisrunder Zuschnitte im Anschlag. Im ersten Teil wird der Einfluß einiger der wichtigsten Faktoren auf den Vorgang des Tiefziehens an verschiedenen Werkstoffen in Form von 0,5 und 1,5 mm starkem Blech untersucht. Die Versuche sind mit einer Einrichtung durchgeführt, welche die Halterkräfte einzustellen gestattete, und in einer hydraulischen Presse, welche die Ziehkraft anzeigte. Im zweiten Teil werden theoretische Berechnungen und Betrachtungen gebracht und den Versuchsergebnissen gegenübergestellt.

Als reines Tiefziehen wird ein Vorgang angesehen, bei dem der Ziehspalt so groß ist, daß das Blech unbehindert durch den Ziehspalt durchgeht. Andernfalls findet eine Überlagerung eines anderen Vorganges (Rohrziehen) statt, der einen erhöhten Kraft- und Arbeitsbedarf zur Folge hat.

Der zur Unterdrückung der Faltenbildung notwendige Halterdruck läßt sich nur näherungsweise feststellen. Er ist bei beiden Blechstärken annähernd gleich und steigt mit der Streckgrenze und Festigkeit des Werkstoffes. Der Kraftbedarf wächst ferner mit der Halterkraft gradlinig, wobei der Anstieg durch die vom Werkstoff, seiner Oberflächenbeschaffenheit und der Schmierung abhängige Reibung zwischen Werkstoff und Werkzeug bestimmt ist.

Die Ziehfähigkeit läßt sich bei Verwendung von Zuschnitten verschiedener Größe in übereinstimmender Weise entweder unmittelbar oder durch Extrapolation auf die gemessene Zerreißkraft feststellen. Diese Ziehfähigkeit ist von der Blechstärke kaum abhängig. Dagegen ist die Werkzeuggestaltung von Einfluß. Die Ziehfähigkeit zeigt keinen Zusammenhang mit irgendwelchen, im Zugversuch feststellbaren Werkstoffeigen-

[26] G. Sachs: Ein neues Prüfgerät für Tiefziehbleche. Metallwirtschaft Bd. 9, S. 213—218. 1930.

Digitized by Google

schaften. Die Zerreißkraft bei zu großen Zuschnitten ist größer als die Festigkeit des Werkstoffs. Die Tiefung im Augenblick des Reißens nimmt mit der Dehnung des Stoffes zu, ist aber in erster Linie von der Zuschnittsgröße abhängig.

Die Berechnung des Spannungszustandes unter dem Faltenhalter und der Kräfteübertragung vom Stempel auf den Zuschnitt sowie der geometrischen Zusammenhänge zwischen Stempelweg und Randverschiebung des Zuschnitts kann unter vereinfachenden Annahmen durchgeführt werden.

Der Anteil des Werkstoffwiderstandes läßt sich aus einer Fließkurve errechnen, welche sich aus Zugversuchen an geglühtem und an verschieden stark abgewalztem Blech ergibt. Den Reibungsbeiwert, und damit den Einfluß der Reibung erhält man aus der Abhängigkeit des Kraftbedarfs von der Halterkraft. Der Anteil der Biegung ist rechnerisch nicht erfaßbar.

Die berechneten Ziehkurven steigen etwas steiler und weniger hoch auf als die Versuchskurven. Diese Abweichungen entsprechen den in der Rechnung vernachlässigten Formänderungen und Biegungskräften.

Eine rechnerische Ermittlung der Ziehfähigkeit versagt, weil die Unterschiede verschiedener Stoffe gering und die praktisch erforderliche Genauigkeit groß ist. Daher sind auch solche Faktoren, wie Werkzeuggestaltung, Oberflächenbeschaffenheit usw. von ausschlaggebender Bedeutung.

Die Formänderungen des Zuschnitts beim Ziehen lassen sich in guter Übereinstimmung mit dem Versuch berechnen, soweit sie unter dem Faltenhalter vor sich gehen. Dazu kommen die Dehnungen der einzelnen Ringzonen infolge der vom Stempel übertragenen Zugkraft, die nur im Hohlkörperboden in einfacher Weise angebbar sind. Die Oberfläche des sich beim Ziehen ausbildenden Hohlkörpers vergrößert sich zunächst wegen des starken Einflusses der Dehnungen, dann verkleinert sie sich, wie es theoretisch zu erwarten ist.

Die vorliegende Arbeit ist aus Anregungen entstanden, die der Verfasser während der Werkstofftagung und in Sitzungen des Ausschusses für Blechprüfung im Deutschen Verband für Materialprüfungen der Technik (DVM.) erhalten hat. Die AEG., Berlin, hat für die Untersuchungen das von ihr entwickelte Tiefziehgerät zur Verfügung gestellt sowie den größten Teil der Zuschnitte ausgestanzt. Hierfür bin ich besonders den Herren Oberingenieur G. R. Fischer und Oberingenieur Vergen zu Danke verpflichtet. Den Vereinigten Aluminium-Werken, der Firma Berg-Heckmann-Selve, Altena, und der Firma Krupp, Essen, habe ich für die Überlassung von Material zu danken. Ferner hat der DVM. die Arbeit durch Stellung einer Hilfskraft für einige Monate gefördert. Herr Diplomingenieur W. Pahl hat bei der Vorbereitung der Versuche mitgewirkt. Ganz besonderen Dank schulde ich Herrn W. Riem, der den größten Teil der Versuche durchgeführt hat.

Versuche über die Eigenschaften gezogener Drähte und den Kraftbedarf beim Drahtziehen.

Einleitung.

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit soll es sein, durch Laboratoriumsversuche die Grundlagen für ein volles Verständnis des Ziehvorganges und der dabei eintretenden Eigenschaftsänderungen des Ziehgutes zu schaffen. Da die zahlreichen, den Ziehvorgang beeinflussenden Faktoren im Umfang dieser Arbeit nur zu einem Bruchteil erfaßt werden können, wurde die Aufgabe von vornherein unter dem Gesichtspunkt beschränkt, vor allem über die für den Kraftbedarf wichtigsten Faktoren einen Aufschluß zu gewinnen.

Der Kraftbedarf hängt außer von der Härte des Werkstoffes besonders noch von der Querschnittsabnahme (Stichgröße, Reckgrad) und dem Düsenwinkel ab. Infolgedessen wurde ein ausgewählter Werkstoff bei verschiedenen Düsenwinkeln um verschieden große Stiche gezogen. Wir beschränkten uns dabei auf solche Querschnittsabnahmen, welche in einem Zuge erreichbar waren. Beim Ziehen wurde der Kraftbedarf gemessen, und am gezogenen Material wurden verschiedene Eigenschaften geprüft. Ein weiterer Faktor, von dem der Kraftbedarf abhängt, ist die Größe der Reibung zwischen Werkzeug und Werkstoff. Um hierüber eine Aufklärung zu gewinnen, wurden gleichartige Versuche mit zwei verschiedenen Düsenmaterialien durchgeführt. Ferner wurde durch Drehung der Düse während des Ziehvorganges die Wirkung des Reibungswiderstandes versuchsmäßig festgestellt.

Von den Verhältnissen der Praxis unterscheiden sich unsere Versuche nur insofern, als hier mit wesentlich geringerer Geschwindigkeit (0,0015 m/s) gezogen wurde. In den Arbeiten von Eicken und Heidenhain[1] (0,42 bis 1,40 m/s) und Giraud[2] (0,025 bis 0,07 m/s) ist jedoch nachgewiesen, daß Unterschiede in den Ziehgeschwindigkeiten kaum einen Einfluß auf den Kraftbedarf zur Folge haben. Pomp, Siebel und Houdremont[3] fanden auch nur geringe Unterschiede bei Versuchen in der Praxis an einer schnellaufenden Ziehbank (0,4 m/s) und im Laboratorium an einer Zerreißmaschine (0,001 m/s). Durch die gewählte Versuchsanordnung tritt mithin keine wesentliche Änderung der grundsätzlichen Zusammenhänge ein.

Über den Einfluß des Düsenwinkels auf die Eigenschaften eines in einem Stich gezogenen Drahtes liegen systematische Versuche bisher kaum vor. Jedoch erkannte schon Ludwik[4] die grundsätzlich wichtige Tatsache, daß die von den Ziehbedingungen abhängigen Querschnittsverwerfungen entsprechende zusätzliche Ver-

[1] H. Eicken und W. Heidenhain: Einfluß von Ziehgeschwindigkeit, Querschnittsabnahme und Kohlenstoffgehalt auf die mechanischen Eigenschaften gezogener Stahldrähte. Kraftbedarf beim Ziehen. Stahleisen Bd. 44, S. 1687 bis 1694. 1924.

[2] R. Giraud: Contribution à l'étude de l'étirage à froid de l'acier doux. Rev. Mét. Bd. 25, S. 175—194, 235—246, 347—354. 1928.

[3] A. Pomp, E. Siebel und E. Houdremont: Über den Kraft- und Arbeitsbedarf beim Kaltziehen von Drähten. Mitt. K. W. I. Eisenforsch. Bd. 11, S. 53—72. 1929.

[4] P. Ludwik: Über Kaltbearbeitung durch Walzen und Ziehen. Z. öst. Ing.-V. Bd. 67, S. 597—602. 1915.

Digitized by Google

festigungen hervorrufen müssen. Unckel[5] beobachtete beim Ziehen von Rundstangen, daß die Querschnittsverwerfungen mit dem Düsenwinkel zunehmen. Später fanden auch Weiss[6] sowie Pomp, Siebel und Houdremont[3] bei ihren Versuchen die danach zu erwartende höhere Festigkeit bei großen Düsenwinkeln.

Diese beiden Arbeiten zeigen auch, ebenso wie schon früher die Versuche von Gewecke[7], daß der Kraftbedarf bei mittleren Düsenwinkeln, wie sie die Praxis oft verwendet, einen Mindestwert hat, und daß dieser günstigste Düsenwinkel mit zunehmender Stichgröße wächst. Ferner ist schon von diesen Verfassern erkannt worden, daß der Reibungsanteil am Kraftbedarf um so größer ausfallen muß, je größer die Berührungsfläche im Ziehkonus bzw. je kleiner der Düsenwinkel ist.

Von Becker[8] und Siebel[3,9] ist dann versucht worden, aus der Energiebilanz des Ziehvorganges den Kraftbedarf und die Spannungsverhältnisse im Ziehkonus zu berechnen. Einen weiteren Ansatz gewann später Sachs[10] aus der Betrachtung des Spannungszustandes der Körperelemente im Ziehkanal.

Die Gliederung unserer Arbeit in zwei Teile ergibt sich aus der im Verlauf der Versuche gewonnenen Erkenntnis, daß für ein volles Verständnis der Vorgänge im Ziehkanal die Kenntnis der Eigenschaftsänderungen des Ziehgutes notwendig ist. Im ersten Teil werden eine Anzahl von Eigenschaften der gezogenen Drähte untersucht. Zunächst sind die durch den Zugversuch erfaßbaren technologischen Größen festgestellt und in Vergleich gesetzt zu den Veränderungen der Eigenschaften bei einem Zugversuch am Ausgangsmaterial. Ferner wurde die Ungleichmäßigkeit der Festigkeit über dem Querschnitt verfolgt und ein Versuch gemacht, etwaige Ungleichmäßigkeiten des Kristallgefüges durch Röntgenaufnahmen zu erkennen. Die durch den ungleichmäßigen Materialfluß bedingten Reckspannungen wurden durch Messungen von Verkrümmungen beim Abhobeln der Drähte und mit Hilfe der Quecksilberprobe erfaßt. Der zweite Teil behandelt den Kraftbedarf. Zunächst werden die Ergebnisse der Kraftmessungen erörtert und dann die Versuche über die unmittelbare Bestimmung der Reibung gebracht. Zuletzt wird geprüft, wie weit die Ergebnisse mit einem theoretischen Ansatz über den Kraftbedarf zur Deckung gebracht werden können.

Versuchseinrichtungen und Versuchsmaterial.

Für die Versuche gelangten konische Düsen mit den in Abb. 1 schematisch wiedergegebenen Profilen zur Verwendung. Die genaue Feststellung des Düsenwinkels geschah an Abgüssen aus Woodschem Metall und an den Konen von Drähten, die nicht zu Ende gezogen

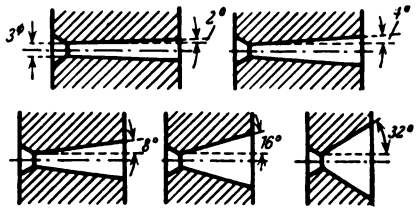


Abb. 1. Profile der verwendeten Düsen.

waren. Die gemessenen Konuswinkel sind in Tafel 1 gebracht. Ein Satz Düsen war aus gehärtetem hochglanzpoliertem Werkzeugstahl*, ein anderer aus Wolfram-Karbid hergestellt. Letztere sind unter der Bezeichnung „Elmarid-Ziehsteine“** handelsüblich und finden neuerdings als hochwertige Düsen, besonders für kleine Durchmesser, Verwendung. Bei ihrer Herstellung wird Wolfram-Karbid in Pulverform bei sehr hohen Temperaturen unter Druck in die gewünschte Form gepreßt und mit Diamantstaub ausgeschliffen und poliert. Alle Versuchsdüsen hatten einen Durchmesser von rund 3 mm.

Tafel 1. Konuswinkel der verwendeten Düsen.

Sollwinkel	Istwinkel	
	Elmarid	Werkzeugstahl
2°	—	2,1°
4°	4,0°	4,1°
8°	9,3°	8,0°
16°	16,4°	15,5°
32°	29,0°	33,0°

Die verschiedenen Querschnittsabnahmen der Versuchszüge wurden dadurch erreicht, daß die Proben vor den eigentlichen Versuchen unter Verwendung betriebsüblicher Elmarid-Ziehsteine (für Kupfer) von dem Durchmesser des Ausgangsmaterials (5 mm) auf die den verschiedenen Abnahmen entsprechenden Durchmesser (3,05 mm, 3,10 mm, 3,25 mm usw.) heruntergezogen wurden. Die bei diesen Vorbereitungszügen angewandten Stiche betrugen 10 bis 15% Querschnittsabnahme.

Die Vorbereitungszüge und die eigentlichen Ziehversuche wurden an einer 3 t-Spies-Zerreißmaschine vorgenommen. Bei dieser Maschine (vgl. Abb. 33) werden die ausgeübten Zugkräfte über den in einer Schneide hängenden oberen Spannkopf auf einen ungleicharmigen Waagebalken übertragen. Durch dessen Ausschlag wird der über eine Skala spielende Lastanzeiger betätigt. Eine Eichung ergab in dem benutzten Kraftbereich eine Meßgenauigkeit von etwa ± 1 kg.

[5] H. Unckel: Einiges über die Fließbewegung beim Pressen von Stangen und Rohren sowie beim Ziehen. Z. Metallkunde Bd. 20, S. 323—330. 1928.

[6] L. Weiss: Der Formänderungswiderstand des Kaltziehens in Abhängigkeit von Abnahmeverhältnis und Ziehwinkel. Z. Metallkunde Bd. 19, S. 61—67, 94—100. 1927.

[7] Gewecke: Einige Versuche zur Klärung des Vorganges beim Drahtziehen. Dingler Bd. 325, S. 193—196. 1910.

[8] R. Becker: Über die mechanischen Vorgänge im Ziehkanal beim Ziehen von Drähten. Z. techn. Phys. Bd. 6, S. 298—305. 1925.

[9] E. Siebel: Über die mechanischen Vorgänge im Ziehkanal beim Ziehen von Drähten. Z. techn. Phys. Bd. 7, S. 335—337. 1926.

[10] G. Sachs: Zur Theorie des Ziehvorganges. Z. ang. Math. Mech. Bd. 7, S. 235—236. 1927.

* Die Anfertigung dieser Düsen hatte die Firma Hinz & Martin, Berlin-Schöneberg, übernommen.

** Der Erfinder und Hersteller der Elmarid-Ziehsteine O. Diener, Fabrik f. künstl. Hartstoffe, Breslau, unterstützte unsere Arbeit durch die Anfertigung und Überlassung der konischen Versuchsdüsen. Herrn Diener sei hierfür auch an dieser Stelle bestens gedankt. Den für die Vorbereitung benötigten Satz Ziehsteine hatte uns zunächst freundlicherweise das Metallwerk Oberspree der AEG., Berlin-Oberschöneweide, geliehen.

Digitized by Google

Die Bauart der Maschine machte es nötig, die Ziehdüse entsprechend der schematischen Skizze in Abb. 2 an den unteren beweglichen Maschinenkopf anzubringen.

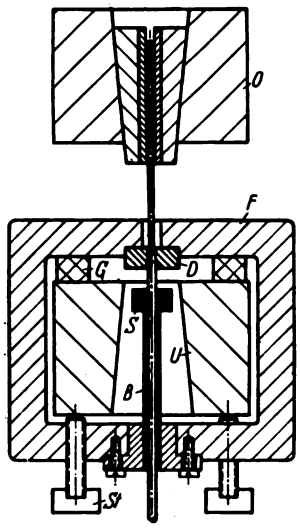


Abb. 2. Schema der Versuchsapparatur zum Drahtziehen.

Beim Ziehen wird das angespitzte Drahtende vom feststehenden oberen Spannkopf *O* gehalten. Die Ziehdüse *D* wird von einem geschlossenen Flacheisenrahmen *F* aufgenommen, der über den unteren Spannkopf *U* der Maschine gestülpt ist. Der Antrieb des unteren Kopfes erfolgt normalerweise von einer in Hüfthöhe befindlichen Handkurbel über ein Rädergetriebe durch eine vertikal stehende flachgängige Schraubenspindel. Die Handkurbel wurde für unsere Versuche durch eine Riemenscheibe ersetzt, die von einem Motor angetrieben wurde. Die Drehzahl des Motors war im verwendeten Bereich belastungsunempfindlich und ergab eine Ziehgeschwindigkeit von 0,09 m/min = 0,0015 m/s. Da wir also an dieser Versuchsapparatur ohne Gegenzug arbeiteten, mußte für eine gute Führung des einlaufenden Drahtes Sorge getragen werden. Diesem Zweck dient die Buchse *B*, die außerdem an ihrem oberen Ende ein kleines Schmiergefäß *S* für den durchlaufenden Draht trägt. Die 3 Stellschrauben *St* gestatten eine der Ziehachse genau entsprechende Ausrichtung des Rahmens, bzw. der Düse*. Im unbelasteten Zustand nehmen die Gummiklötzchen *G* das Eigengewicht des Rahmens auf.

Die Spitzen der Versuchsdrähte wurden, da keine besonderen Anspitzwalzen zur Verfügung standen, durch stufenweises Anwalzen an einem Drahtwalzwerk hergestellt.

Sämtliche in dieser Arbeit beschriebenen Versuche wurden an einer handelsüblichen Messinglegierung mit 63% Kupfer (Ms 63) vorgenommen**. Eine Analyse ergab: 62,3% Cu, 37,7% Zn, 0,006% Pb, 0,005% Fe. Das Material lag im halbharten Zustand als Drahtring vor und hatte einen Durchmesser von 5 mm. Es wurde unbehandelt auf die benötigten Ausgangsdurchmesser gezogen und zu den Ziehversuchen in einem Salpeterbade bei etwa 480° C $^1/_2$ Std. geglüht. Seine Eigenschaften waren danach sehr gleichmäßig und bei Drähten verschiedenen Durchmessers praktisch gleich (vgl. Tafel 2).

Als Schmiermittel wurde Rüböl benutzt. Es wurde Wert darauf gelegt, bei allen Zügen einen möglichst gleichartigen Schmierzustand zu erhalten, obwohl ein dahin gehender Einfluß nicht erkennbar war. Dieses wurde dadurch erreicht, daß der Draht einen stets mit der Schmierflüssigkeit gesättigten Wattepfropfen im Schmiergefäß *S* (Abb. 2) durchlief.

* Falls der Ziehrahmen nicht auf diese Weise starr eingestellt wird, sondern frei beweglich ist, stellt er sich eigentümlicherweise so ein, daß der einlaufende Draht einseitig an der Düsenwandung anliegt. Diese Stellung des Drahtes zur Düse erfordert also offenbar einen geringeren Kraftbedarf als eine genau axiale.

** Das benötigte Material wurde uns von dem Metallwerk Oberspree der AEG., Berlin-Oberschöneweide, überlassen. Wir sind der AEG. für ihre bereitwillige Unterstützung zu besonderem Dank verpflichtet.

A. Eigenschaften gezogener Drähte.

Der erste Teil der Arbeit bringt die Ergebnisse verschiedenartiger Untersuchungen an den fertig gezogenen Drähten. Für die getroffene Auswahl der durchgeführten Versuche war der Wunsch maßgebend, einen gewissen Einblick in den Fließvorgang beim Drahtziehen zu gewinnen. Im Vordergrund unserer Arbeit steht zwar die Aufgabe, möglichst alle Faktoren, die den Kraftbedarf beeinflussen, zu übersehen. Dazu hat sich aber das Studium der im folgenden behandelten Eigenschaften als aufschlußreich und teilweise notwendig erwiesen.

Es zeigt sich nämlich, daß der Zustand eines Drahtes nicht nur, wie es bisher angenommen worden ist, vom Ziehgrad, sondern auch im starken Maße von dem Düsenwinkel abhängig ist. Alle Eigenschaften verhalten sich so, als ob der Materialfluß mit zunehmendem Düsenwinkel immer ungleichmäßiger wird und zwar besonders bei kleinen Abnahmen. Diese Ungleichmäßigkeit des Ziehvorganges wirkt sich in einer zusätzlichen Verfestigung besonders in den Außenschichten des Drahtes, sowie in der Größe der Reckspannungen usw. aus.

1. Festigkeitseigenschaften beim Zugversuch.

Die Zugversuche wurden an der gleichen 3 t-Spies-Zerreißmaschine ausgeführt, die auch für die Ziehversuche diente. Die den gezogenen Drähten entnommenen Proben wurden unabgedreht zerrissen, da, wie in Abschnitt A 3 noch ausführlich gezeigt wird, durch Entfernung der härteren Haut die gemessenen Werte anders ausfallen. Die Einspannung der Probenenden erfolgte in konischen Backenpaaren, durch deren Verwendung das in den üblichen Flachkeilen häufig auftretende Reißen in den Einspannungen vermieden werden konnte.

Die Probestäbe hatten eine freie Länge vom zehnfachen Durchmesser mit einem Zuschlag von 10 bis 20 mm. Alle Proben wurden mit einer aufgeritzten Strichteilung versehen. Ermittelt wurde bei den mit Elmarid gezogenen Drähten die Festigkeit σ_B, und an den zerrissenen Stäben in üblicher Weise die Dehnung δ_{10} (auf eine Meßlänge vom zehnfachen Durchmesser $= 10\,d$ bezogen), die gleichmäßige Querschnittsverminderung q_g (als Mittelwert über die freie Länge, die hier gut zylindrisch blieb) und die Einschnürung ψ. Diese Werte wurden fast durchweg aus zwei gleichartigen Versuchen gemittelt. Ferner wurden während des Versuches bei bestimmten Laststufen mit einer Mikrometerschraube an vier verschiedenen Stellen die Durchmesser gemessen, so daß die Veränderung der wahren Spannung mit der Verformung vollständig zu übersehen war. Aus diesen Fließkurven (vgl. Abb. 6 bis 9) wurden auch die Streckgrenzen σ_S entnommen. Dies geschah, da andere Verfahren schlecht anwendbar waren, durch Extrapolation der Spannungskurven im plastischen Gebiet auf die elastischen Geraden. Bei den mit Stahl gezogenen

Digitized by Google

Drähten wurden nur σ_S, σ_B und δ_{10}, sowie die Fließkurven bestimmt.

Tafel 2 bringt die Ergebnisse der Versuche mit Elmariddüsen. In Abb. 3 sind die festgestellten Eigenschaften in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme q für die verschiedenen Düsenwinkel dargestellt. Der Gang der Eigenschaften mit dem Reckgrad zeigt den allgemein bekannten Verlauf. Hinsichtlich der Abhängigkeit vom Düsenwinkel erkennt man, daß die Festigkeiten und Streckgrenzen der durch die steilste (32°) Düse gezogenen Drähte am höchsten liegen, während die durch die schlankste (4°) Düse gezogenen Drähte die niedrigsten Werte aufweisen. Entsprechend

Tafel 2. Einschnürung ψ, Dehnung δ_{10}, Festigkeit σ_B, Streckgrenze σ_S in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme bei Elmariddüsen.

Düsenwinkel α °	Querschnittsabnahme q %	Einschnürung ψ %	Dehnung δ_{10} %	Festigkeit σ_B kg/mm²	Streckgrenze σ_S kg/mm²	Gleichm. Querschnittsv. q_g %
—	0*	79,0	52,0	39,0	15,0	29,8
4	3,4	78,8	40,0	41,8	27,1	24,6
8	3,2	79,7	39,3	43,0	32,0	23,7
16	3,2	78,6	—**	43,8	33,3	22,8
32	3,4	76,6	—**	43,2	33,5	21,0
4	6,6	78,0	36,4	43,1	31,0	22,3
8	6,4	76,7	—	44,4	37,1	20,1
16	6,4	77,4	29,3	45,8	38,4	18,4
32	6,5	73,8	27,4	45,8	40,4	16,3
4	11,3	78,1	32,3	44,5	36,5	21,2
8	11,1	76,6	26,0	46,0	41,5	15,9
16	11,1	74,3	22,0	48,8	44,9	13,6
32	11,2	74,7	19,3	49,3	46,8	9,8
4	14,7	76,2	—**	46,7	41,1	13,4
8	14,5	78,1	16,7	48,1	44,5	12,3
16	14,5	77,4	13,7	51,4	49,2	4,9
32	14,8	77,4	13,7	52,6	51,2	5,0
4	19,9	76,9	19,0	49,0	46,6	8,0
8	19,8	72,4	16,0	51,0	49,0	7,9
16	19,8	68,8	12,7	54,1	53,0	4,9
32	20,0	66,2	10,3	56,4	56,1	3,8
4	26,7	73,3	12,3	53,9	53,5	4,4
8	26,5	73,2	12,3	54,6	54,7	5,2
16	26,5	70,6	10,3	57,1	57,0	3,9
32	26,8	68,7	9,7	60,2	60,7	4,2
4	32,8	72,5	9,7	58,3	58,5	2,1
8	32,7	71,4	12,0	58,2	58,9	5,4
16	32,7	68,4	10,3	59,9	60,5	3,9
32	32,9	66,3	9,3	63,0	64,0	3,6
4	35,8	69,1	9,0	59,6	60,3	1,8
8	35,7	68,7	9,3	60,0	60,7	3,8
16	35,7	68,1	10,0	61,3	62,2	5,3
32	36,0	65,4	9,7	64,6	66,0	4,2
4	43,6	69,0	6,7	65,0	65,7	1,0
8	43,5	67,6	9,3	65,2	66,5	2,9
16	43,5	66,9	9,7	65,9	68,0	4,2
32	43,7	62,2	8,0	67,6	69,0	3,7
4	51,3	63,0	—**	70,4	71,3	1,0
8	51,2	64,3	7,0	69,9	71,3	2,3
16	51,2	64,7	7,0	70,1	71,8	2,4
32	51,4	62,1	7,0	71,2	72,9	2,9
8	56,8	61,4	6,0	72,8	74,0	1,4
16	56,8	56,1	6,0	73,2	74,4	1,6
32	56,9	58,8	6,0	74,5	75,8	1,8
8	60,6	—	—**	76,0	76,6	0,7
16	60,2	—	—**	75,5	76,6	1,4
32	60,4	—	—**	76,7	77,8	1 4

* Mittel aus 12 Versuchen an verschiedenen Drahtstärken. Mittlere Abweichung $\pm 0{,}6$ kg/mm².

** Beide Proben an der Einspannung gerissen.

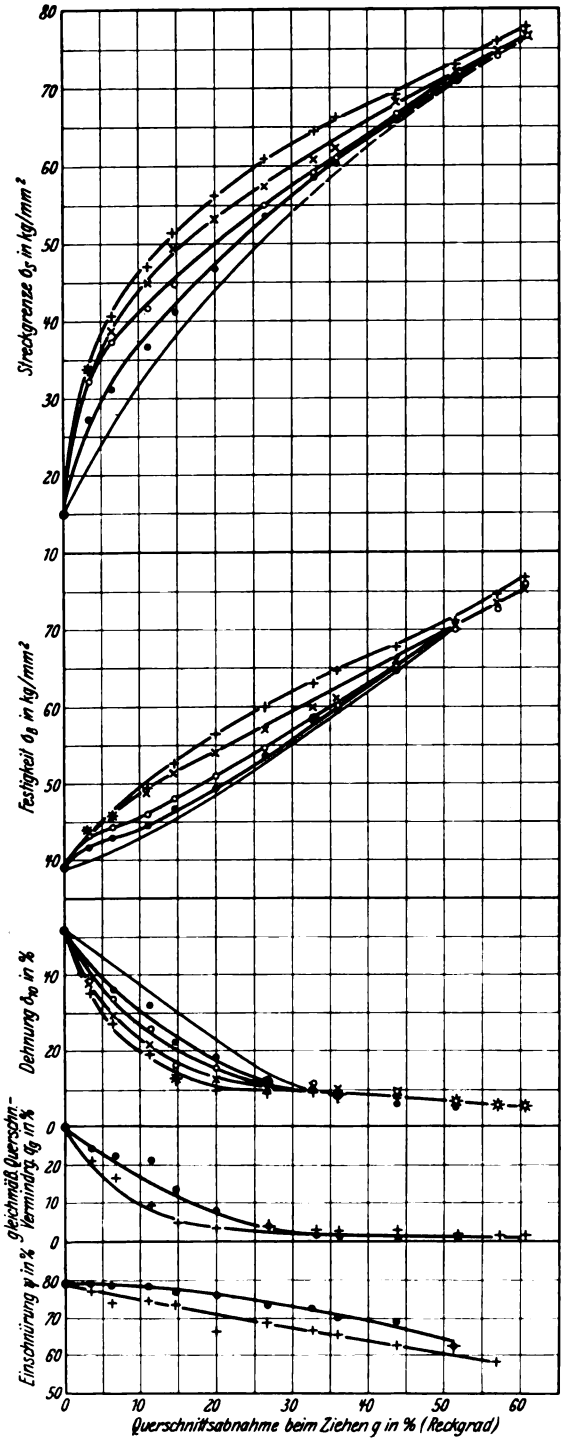


Abb. 3. Festigkeitseigenschaften gezogener Drähte beim Zugversuch. (Ms 63. Elmariddüsen.)
● 4° ○ 8° × 16° + 32° —— Dehnung durch Zug.

den geringen Festigkeiten der durch die 4°-Düse gezogenen Drähte haben diese die größten Bruchdehnungen und gleichmäßigen Querschnittsverminderungen. Die Einschnürungen fallen gleichfalls bei den durch schlanke Düsen gezogenen Proben am größten aus. Die Unterschiede erreichen bei mittleren Abnahmen (um 20%) Höchstwerte und nehmen dann wieder stark ab.

Digitized by Google

Die Streckgrenzen, Festigkeiten und Dehnungen bei den durch Stahldüsen gezogenen Drähten sind in gleicher Weise in Tafel 3 und Abb. 4 gebracht. Die Kurven zeigen weitgehend denselben Verlauf wie bei den Elmariddüsen. Sie reichen jedoch nur bis zu geringeren Abnahmen, da die Ziehlasten bei Verwendung der Stahldüsen wesentlich höher ausfallen. Dieser Unterschied in den Ziehlasten ist, wie noch gezeigt werden wird, auf die verschieden große Reibung zwischen Draht und Düse zurückzuführen. Obwohl also die Reibung der Stahldüsen erheblich größer ist, als die der Elmariddüsen, hat dieses keinen merklichen Einfluß auf die Festigkeitseigenschaften. Unabhängig vom Düsenmaterial ergeben sich für einen bestimmten Düsenwinkel und Reckgrad fast die gleichen Eigenschaften.

Tafel 3. Dehnung δ_{10}, Festigkeit σ_B, Streckgrenze σ_s in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme bei Stahldüsen.

Düsenwinkel α °	Querschnittsabnahme q %	Dehnung δ_{10} %	Festigkeit σ_B kg/mm²	Streckgrenze σ_S kg/mm²
2	0,9	46,5	40,7	22,9
2	4,5	—	42,6	31,4
4	5,9	32,8	43,8	33,7
8	3,5	36,7	43,5	34,4
16	3,2	36,4	43,7	33,9
32	5,8	27,2	46,8	41,4
2	13,5	28,7	46,8	41.2
4	16,7	23,1	48,3	44.9
8	13,8	20,7	49,1	47,7
16	13,5	20,3	49,5	47,8
32	16,8	12,2	55,6	55,6
4	27,7	10,7	55,6	54,7
8	25,1	12,3	55,3	54,8
16	24,4	12,0	55,2	55,6
32	29,0	9,3	62,7	63,1
4	38,0	6,7	62,4	63,0
8	34,9	10,7	60,8	61.4
16	35.0	10,5	60,7	61.3
32	39,3	7,7	67,2	68.0
8	43,1	8,3	65,1	65,8
16	42,5	9,0	65,0	66,2
32	46,6	7,0	70,3	71,8

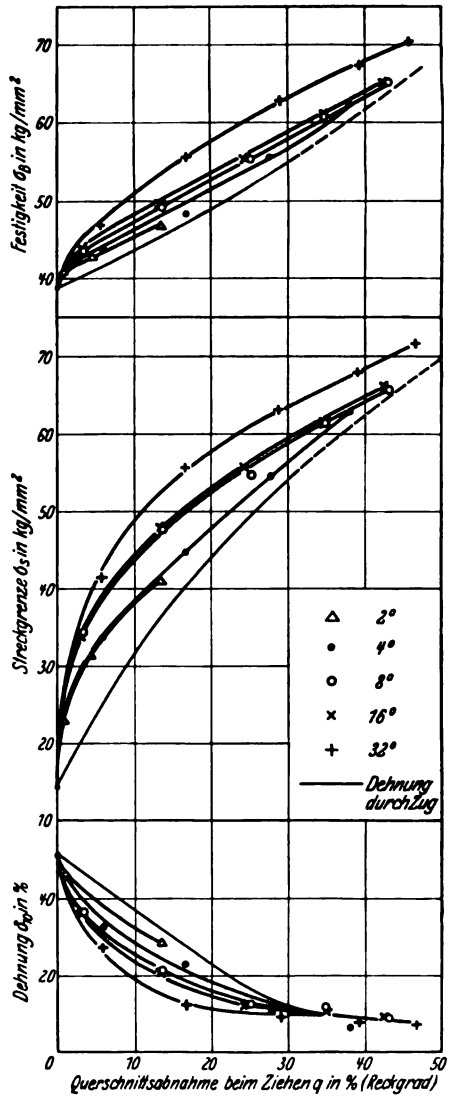


Abb. 4. Festigkeitseigenschaften gezogener Drähte beim Zugversuch. (Ms 63. Stahldüsen.)

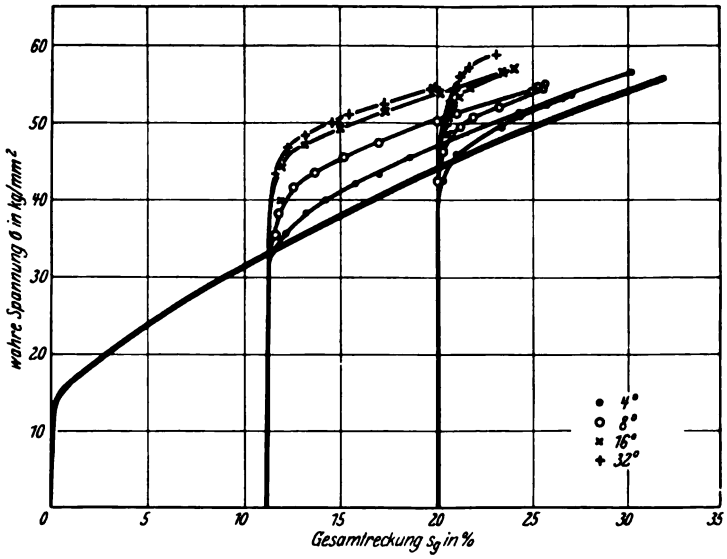


Abb. 5. Zugkurve von geglühtem Messing (Ms 63) und Beispiele von Dehnungskurven gezogener Drähte bei verschiedenen Düsenwinkeln. (Elmariddüsen.)

2. Ziehen und Zugversuch.

Will man einen weichen Draht bestimmten Durchmessers auf einen schwächeren Durchmesser bringen, so ist dieser Vorgang sowohl durch Dehnung unter reiner Zugbeanspruchung als auch durch entsprechende Verformung in einer Ziehdüse vorstellbar und auch in gewissen Grenzen erreichbar. Es liegt daher nahe, die Wirkung der Verformung bei dem in bezug auf seinen Spannungszustand verhältnismäßig eindeutigen Zugversuch als Grundlage eines Vergleiches mit der Wirkung der durch eine Ziehdüse hervorgebrachten äußerlich gleichen Verformung zu wählen, bei welcher jedoch die Beanspruchung infolge der schrägen Kanalwandungen und der Reibungskräfte schwer zu übersehen ist.

Aus diesem Grunde sind schon in Abb. 3 und 4 die Veränderungen der Festigkeitseigenschaften durch reine Zugreckung eingezeichnet. Über die Ermittlung dieser Zugkurven wird später noch gesprochen werden. Es zeigt sich hier schon, daß die Kurven der gezogenen Drähte durchweg im Sinne einer höheren Verfestigung von der Zugkurve abweichen. Und zwar ist dieses in

Digitized by Google

um so höherem Maße der Fall, je steiler die Düse ist, besonders stark aber bei kleinen Abnahmen.

Im folgenden haben wir uns nunmehr die Aufgabe gestellt, durch eine weitergehende Auswertung der Zugversuche an ausgeglühtem und gezogenem Material einen vertieften Einblick in das Wesen der Eigenschaftsänderungen beim Ziehen zu gewinnen.

a) Fließkurven nach Ludwik.

Es wird sich für die Darstellung und Diskussion dieses Vergleichs zunächst als nützlich erweisen, einen Verformungsmaßstab zu bilden, mit dessen Hilfe wir die beim Dehnen und Ziehen stattfindende Verfestigung gemeinsam verfolgen können. Bei einem gezogenen und dann gedehnten Draht ist die Verformung in einem Stadium des Zugversuches durch Aufeinanderfolge einer Querschnittsabnahme durch Ziehen (Ziehreckung) q_z und einer Querschnittsabnahme durch Zug (Zugreckung) q erreicht worden. Letztere bezieht man üblicherweise auf den Querschnitt des gezogenen und unbelasteten Probestabes. Um einen gemeinsamen Verformungsmaßstab zu erhalten, muß jedoch durchweg der Drahtquerschnitt vor dem Ziehen zugrunde gelegt werden. Die so „reduzierte Zugreckung" bezeichnen wir mit q'. Mit f_0 = Querschnitt des geglühten, f_1 = Querschnitt des gezogenen und f_2 = Querschnitt des gedehnten Drahtes gelten dann folgende Beziehungen:

$$q_z = \frac{f_0 - f_1}{f_0} = 1 - \frac{f_1}{f_0},$$

$$q = \frac{f_1 - f_2}{f_1},$$

$$q' = \frac{f_1 - f_2}{f_0} = \frac{f_1}{f_0} \cdot q = q(1 - q_z). \quad (1)$$

Und als Gesamtreckung s sei eingeführt:

$$s = q_z + q' = \frac{f_0 - f_2}{f_0}.$$

Ludwik[4] hat nun die Vorstellung entwickelt, daß Ziehreckung ein Material in gleicher Weise verfestigt wie Zugreckung. Bei einer ganz gleichartigen Verfestigungswirkung des Ziehens und der Zugbeanspruchung müssen die im plastischen Bereich liegenden Äste der Verformungskurven der gezogenen Drähte in die Zugkurve fallen. Ludwiks Versuche zeigen jedoch die erwartete Übereinstimmung sehr unvollkommen. Bei kleinen Ziehstufen steigen die Kurven stark über die Zugkurven hinaus, dagegen liegen sie bei hohen Abnahmen wesentlich unter der Zugkurve. Es ist allerdings anzunehmen, daß diese letztere Abweichung in einer schon eingetretenen Schädigung des Materials begründet war. Nur bei mittleren Abnahmen decken sich Ludwiks Kurven annähernd mit der Zugkurve.

In gleicher Weise haben auch wir in Abb. 5 bis 9 unsere Versuche ausgewertet. Da die Wiedergabe aller aufgenommenen Versuchspunkte und Kurven in einem Bilde unmöglich ist, ist zunächst in Abb. 5 für zwei verschiedene Ziehstufen gezeigt, wie die Verfestigungskurven der gezogenen Drähte vom Düsenwinkel abhängen. Abb. 6 bis 9 stellen dann für jeden Düsenwinkel gesondert die gefundenen Verfestigungskurven dar. Wie schon nach dem Verlauf der technologischen Festigkeitseigenschaften zu erwarten ist, liegen die Kurven um so tiefer, je schlanker der Ziehkonus ist. Die Kurven verlaufen dabei durchweg höher als die Zugkurve. Der Unterschied ist bei kleinen Ziehstufen am größten.

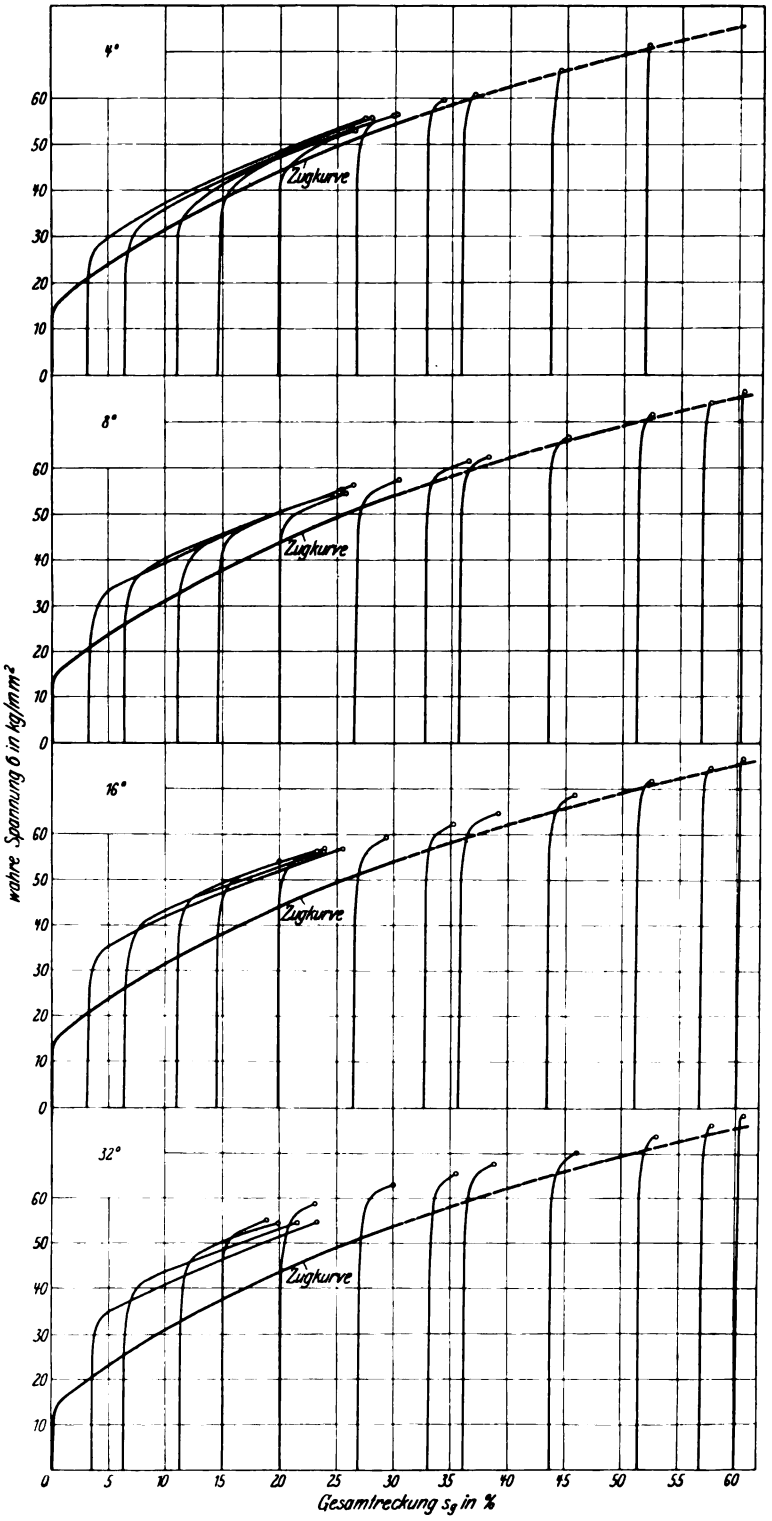


Abb. 6–9. Dehnungskurven gezogener Drähte. (Ms 63. Elmarddüsen.)

Digitized by Google

Mit zunehmendem Reckgrad nähern sich die Kurven so stark der Zugkurve, daß man annehmen kann, daß sie mit dieser bei sehr hohen (mit dem Zugversuch nicht mehr erreichbaren) Quer schnittsabnahmen praktisch zusammenfallen würden. Dementsprechend ist in Abb. 6 bis 9 die Zugkurve zwanglos verlängert.

Einen Beweis für die Richtigkeit dieser Annahme gewinnt man durch die in Abb. 10 gebrachte Darstellung, bei der die Streckgrenzen über dem Düsenwinkel aufgetragen sind. In diesem Bilde sind für den Düsenwinkel 0° die im Zugversuch festgestellten Spannungen eingetragen. Man erkennt, daß diese sich in den Lauf der dem Ziehen zugehörigen Versuchspunkte einordnen. Die Verlängerung der Zugkurve in Abb. 6 bis 9 ist infolgedessen so durchgeführt, daß sie etwa den Werten für den Düsenwinkel 0° in Abb. 10 entspricht.

Die Ausgangsfestigkeit betrug hier $\sigma_B^0 = 39{,}0$ kg/mm², die Ausgangsdehnung $\delta_{10}^0 = 52{,}0\%$. Diese Umrechnung gilt natürlich nur für das Gebiet der gleichmäßigen Dehnung am ausgeglühten Material, die sich im vorliegenden Falle bis zu etwa 45% erstreckt. Darüber hinaus ist ein Vergleich zwischen Zugstab und einem entsprechend durch eine Düse gezogenen Stab nicht möglich.

Die Auftragung der Ergebnisse in Abb. 11 zeigt, daß alle Versuche praktisch in die gleiche Kurve fallen, die in ihrem unteren Teil durch die Kurve für den Zugversuch gegeben ist. Es erweist sich also in der Tat, daß alle Proben unabhängig vom Düsenwinkel die gleichen Kombinationen von Festigkeit und Dehnung durchlaufen. Wenn auch die Darstellung der Festigkeit in Abhängigkeit von der Bruchdehnung in Abb. 11,

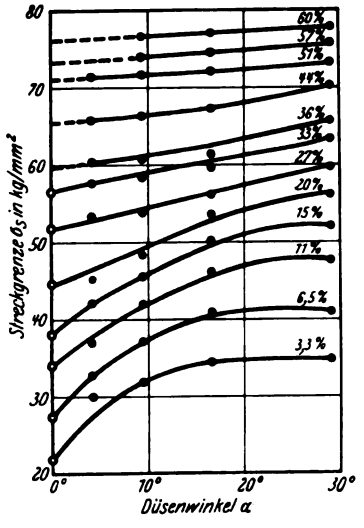


Abb. 10. Streckgrenzen gezogener Drähte in Abhängigkeit vom Düsenwinkel.

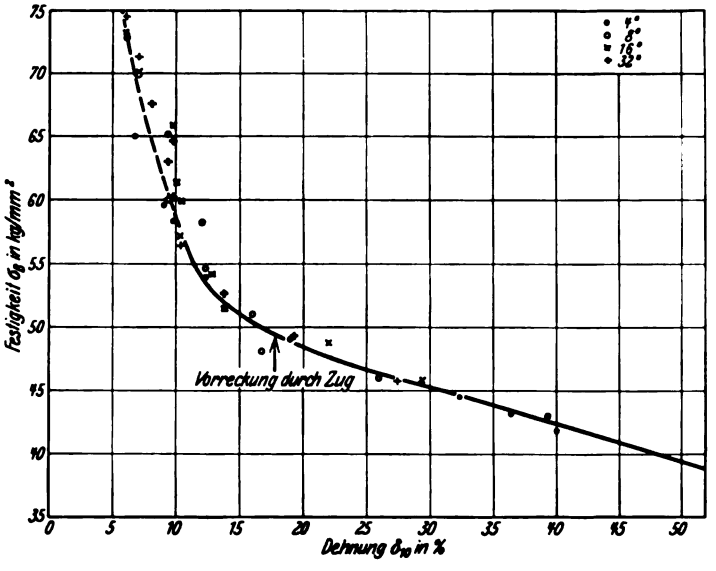


Abb. 11. Festigkeiten gezogener und durch Zug vorgereckter Drähte in Abhängigkeit von der Bruchdehnung.

b) Festigkeiten und Dehnungen gezogener Drähte.

Wir wollen uns nun die Frage vorlegen, ob die oben beschriebenen, je nach dem Düsenwinkel verschiedenen Eigenschaften der um gleichen Reckgrad gezogenen Drähte einfach als verschiedene Stufen eines gleichen Verfestigungsverlaufes aufgefaßt werden können. In diesem Falle hätten wir zu erwarten, daß ein durch eine steile Düse mit bestimmter Abnahme gezogener Draht in seinen Eigenschaften einem durch eine schlanke Düse aber mit höherer Abnahme gezogenen Draht entspricht. Es wäre weiterhin zu prüfen, ob sich ein solcher Zusammenhang auch auf den reinen Zugversuch erstreckt.

Um diese Frage zu prüfen, haben wir in Abb. 11 nach dem Vorgange von v. Moellendorff[11] die Festigkeit σ_B über der Dehnung δ_{10} aufgetragen. Für den Zugversuch berechnen sich Festigkeit σ_B und Dehnung δ_{10} eines um q bzw. $\delta = q/1 - q$ vorgedehnten Stabes aus den Werten des ausgeglühten Stabes σ_B^0 und δ_{10}^0 gemäß folgenden Gleichungen:

$$\delta_{10} = \frac{\delta_{10}^0 - \delta}{1 + \delta}, \tag{2}$$

$$\sigma_B = \frac{\sigma_B^0}{1 - q}, \tag{3}$$

also zweier willkürlich herausgegriffener technologischer Größen, einen solchen Schluß nicht mit voller Sicherheit zuläßt, so muß doch aus dem Fehlen jedes systematischen Ganges geschlossen werden, daß die ausgesprochene Behauptung wenigstens näherungsweise zutrifft. Die Verschiedenheit der verwendeten Winkel äußert sich also nicht im Gang der Verfestigung, sondern nur in bezug auf die Größe der Verfestigung. Der Verfestigungsgang ist dabei, soweit die Vergleichsmöglichkeit reicht, der gleiche wie beim Zugversuch.

c) Wirkliche und wirksame Querschnittsabnahme.

Wir haben danach festgestellt, daß alle gezogenen Drähte nach einem bestimmten Reckgrad die gleiche Kombination aus Festigkeit und Dehnung aufweisen, wie ein durch Zug vorgereckter Stab. Nunmehr wollen wir untersuchen, wie groß die zusätzliche Querschnittsabnahme ist, welche einen gedehnten Draht auf die gleiche Streckgrenze bringen würde, wie einen um die gleiche Querschnittsverminderung gezogenen. Die in Abb. 12 gebrachte Darstellung wird diese Frage beantworten. In diesem Bilde ist als Abszisse der tatsächliche Reckgrad und als Ordinate jener Reckgrad aufgetragen, welcher die durch das Ziehen erfolgte Verfestigung durch

[11] W. v. Moellendorff: Stangenmessing. Z. V. d. I. Bd. 55, S. 23—26. 1911.

Digitized by Google

einen Zugversuch hervorrufen würde. Als Charakteristikum der Verfestigung ist hier der Verlauf der Streckgrenzen σ_S in Abb. 3 zugrunde gelegt. Die Abszisse eines Punktes in Abb. 12 ist die gleiche, wie in Abb. 3, doch ist als dazugehörige Ordinate derjenige Abszissenwert der Zugkurve in Abb. 3 eingetragen, der die gleiche Ordinate hat, wie die betr. Streckgrenze. Dieser auf der Ordinate aufgetragene Reckgrad möge als „wirksamer Reckgrad" q_w bezeichnet werden. Der Zugversuch ist in dieser Darstellung durch eine unter 45° geneigte Gerade gekennzeichnet. Diese Gerade ist oberhalb 30% Reckgrad gestrichelt fortgesetzt, da sie dort infolge Aufhörens der gleichmäßigen Dehnung nicht mehr dem wirklichen Zugversuch entspricht. Oben war jedoch in dem nicht mehr kontrollierbaren Bereich der höheren Abnahmen die verlängerte Zugkurve als unterer Grenzwert der Verfestigung gezogener Drähte konstruiert worden.

Auch aus Abb. 12 ersieht man, daß die gezogenen Drähte bestimmter Ziehreckung je nach der Steilheit der verwendeten Düse eine höhere Verfestigung aufweisen, als die um gleiche Zugreckung verfestigten Proben. Besonders klar erkennt man ferner, daß die Größtwerte der gegenüber dem Zugversuch auftretenden zusätzlichen Verfestigungen durchweg bei verhältnismäßig geringen Ziehgraden liegen, während die Kurven bei hohen Abnahmen sich immer mehr der Zuggeraden nähern.

Bemerkenswert ist auch die Tatsache, daß sich deutlich eine Verschiebung des Maximums der zusätzlichen Verfestigung von größeren Abnahmen bei steilen Winkeln, nach kleineren Abnahmen bei schlanken Winkeln zeigt.

Die Bedeutung der Abb. 12 liegt nun darin, daß sie uns einen zahlenmäßigen Anhalt für die Veränderung der Eigenschaften beim Ziehen unter Zugrundelegung des Zugversuchs als Vergleichsmaßstab liefert. Wir werden davon bei dem im zweiten Teil der Arbeit gebrachten Versuch, den Kraftbedarf beim Ziehen rechnerisch zu behandeln, weitgehend Gebrauch machen.

Die Abb. 12 über den Zusammenhang von tatsächlichem und wirksamem Reckgrad ist auf Grund des Verlaufes der Streckgrenzen σ_S in Abb. 3 konstruiert worden. Das Verfahren beruht, um es nochmals zu wiederholen, darauf, daß Ziehen einen Werkstoff in gleicher Weise, jedoch in stärkerem Maße verfestigt wie ein Zugversuch. Falls dieses im vollen Umfange zutrifft, müßte sich auch auf Grund einer anderen technologischen Eigenschaft z. B. der Festigkeit σ_B in Abb. 3 der gleiche Zusammenhang wie in Abb. 12 ergeben. Im großen ganzen ist dieses auch in der Tat der Fall. Jedoch geben die Festigkeiten etwas geringere Unterschiede zwischen wirksamer und tatsächlicher Verformung als die Streckgrenzen. Es zeigt dies, daß unsere Vorstellung von der gleichartigen Verfestigungswirkung von Ziehen und Zug einer, wenn auch geringen, Einschränkung bedarf.

d) Gleichmäßige Querschnittsabnahme und Einschnürung.

Schließlich haben wir uns zur Verdeutlichung der durch Ziehen bewirkten Eigenschaftsänderungen noch einer von Stribeck[12] stammenden Darstellung bedient. Bei dieser können auch die beiden technologischen Größen: Gleichmäßige Querschnittsabnahme q_g und Einschnürung ψ gut untereinander und mit denen gedehnter Drähte verglichen werden. Hierzu werden entsprechend Abb. 13 über der Ziehreckung die durch das Ziehen und daran anschließende Zerreißen insgesamt erreichten gleichmäßigen Querschnittsabnahmen und Einschnürungen aufgetragen. In beiden Fällen sind also die Querschnittsänderungen auf den Querschnitt des ausgeglühten Ausgangsdrahtes zu beziehen. Wir wollen diese Größen, um sie von den experimentell ermittelten und auf den Querschnitt der gezogenen Drähte bezogenen Werte q_g und ψ zu unterscheiden, als „Streckvermögen" s_g und „Bruchabnahme" ψ_B bezeichnen. Der Zusammenhang von s_g bzw. ψ_B mit q_g

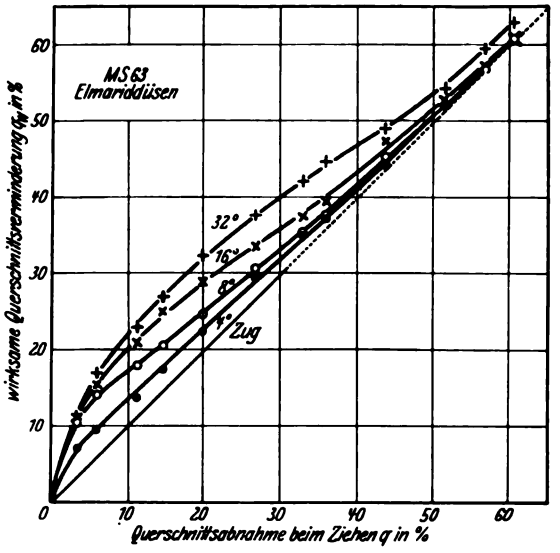


Abb. 12. Wirkliche und wirksame Querschnittsabnahme beim Ziehen von Messingdraht.

bzw. ψ entspricht der schon oben entwickelten Gleichung (1):

$$s_g = q_z + q_g(1 - q_z)\,, \tag{4}$$

$$\psi_B = q_z + \psi(1 - q_z)\,. \tag{5}$$

Für den Zugversuch am ausgeglühten Material ($q_z = 0$) sind diese Werte konstant und ergeben sich in der Stribeckschen Darstellung als zur Abszissenachse parallele Geraden. Diese Horizontalen können sich nur bis zu der unter 45° gezeichneten Geraden erstrecken, da dann die gleichmäßige Querschnittsabnahme bzw. die Einschnürung erschöpft sind, und die bei höheren Abnahmen durch das Ziehen erreichbaren Querschnitte unter die bei einem Zugversuch am Ausgangsmaterial erreichten heruntergehen.

Der Verlauf des Streckvermögens bei unseren Versuchen in Abb. 13 zeigt die uns schon bekannte Tatsache, daß das Streckvermögen bzw. die gleichmäßige Querschnittsabnahme um so stärker hinter der des Zugversuches zurückbleibt, je steiler der Düsenwinkel ist. Das Streckvermögen der gezogenen Drähte ist dem-

[12] R. Stribeck: Kaltbearbeitung und Zugversuch. Forsch.-Arb. V. d. I. Heft 85, S. 33—51. 1910 und Z. V. D. I. Bd. 53, S. 241—250. 1909.

Digitized by Google

entsprechend früher erschöpft als das des ausgeglühten Drahtes. Dies zeigt sich darin, daß sie schon nach entsprechend geringerer Ziehreckung sich der unter 45° gezogenen Linie anschmiegen. Diese Linie ist ja nach Gleichung (4) der geometrische Ort für die Werte, bei denen $q_q = 0$ und das Streckvermögen s_q gleich der Ziehreckung q_z ist.

Bezüglich des Streckvermögens kommen wir damit zu einem ganz ähnlichen Ergebnis wie Stribeck, obwohl dort andere Versuchsbedingungen vorlagen. Stribeck hat für das Ziehen seiner Drähte keine besonders

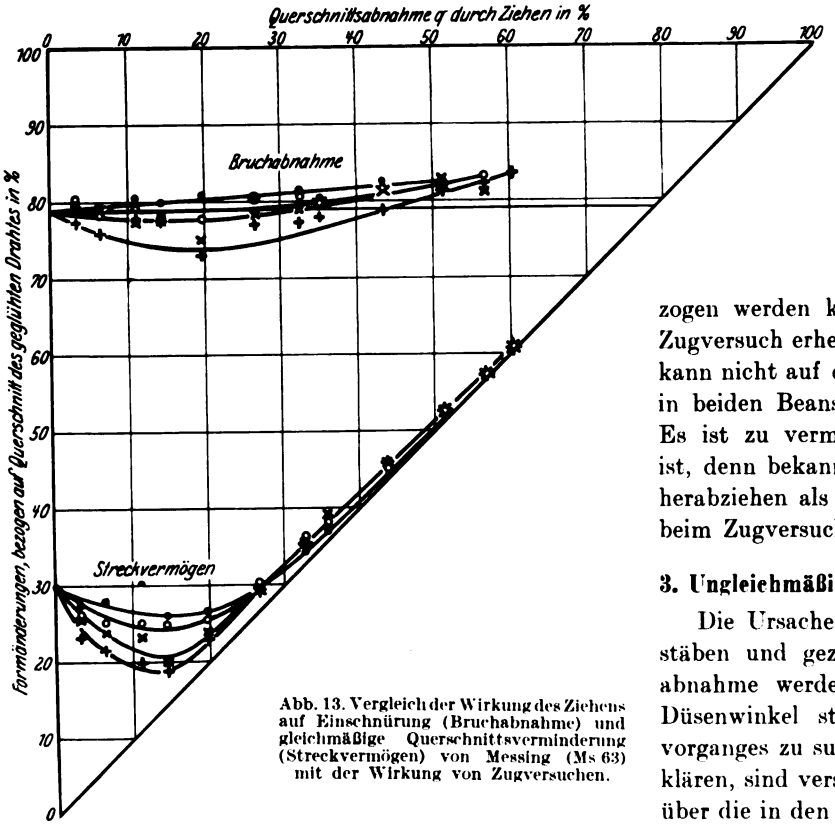


Abb. 13. Vergleich der Wirkung des Ziehens auf Einschnürung (Bruchabnahme) und gleichmäßige Querschnittsverminderung (Streckvermögen) von Messing (Ms 63) mit der Wirkung von Zugversuchen.

konstruierten Düsen verwendet. Ferner hat er die Abnahme in einer aufeinanderfolgenden Reihe kleiner Stiche erreicht, während wir dieselbe in einem Stich zogen. Beides dürfte aber grundsätzlich keine Bedeutung haben, wenn es auch natürlich auf den zahlenmäßigen Gang der Werte von Einfluß ist.

Der Verlauf der Bruchabnahmen in Abb. 13 führt dagegen zu einem neuartigen Ergebnis. Die Bruchabnahmen der durch die 4°-Düse gezogenen Proben steigen von vornherein über die der ausgeglühten Drähte. Und zwar ist es besonders wichtig, daß diese Zunahme schon im Gebiet der gleichmäßigen Dehnung festzustellen ist. Denn nach stärkeren Reckgraden ist ein unmittelbarer Vergleich zwischen Ziehen und Zug dadurch gestört, daß ein Zugstab sich im vorliegenden Falle bei etwa 30% Querschnittsabnahme einschnürt und daher bei höheren Querschnittsabnahmen andere Spannungsverhältnisse als ein entsprechend stark gezogener Draht aufweist. Bei steileren Düsen ist dagegen eine Erhöhung der Bruchabnahme im Gebiet gleichmäßiger Dehnung nicht festzustellen. Das hat seinen Grund darin, daß hier die Wirkung der zusätzlichen Verfestigung überwiegt, welche naturgemäß die Einschnürung herabsetzt. Die von Stribeck festgestellten Werte decken sich zunächst mit den Bruchabnahmen beim Zugversuch. Dies ist aber nach unseren Versuchen nur ein Zufall, welcher der vorhandenen Düsenprofilierung zuzuschreiben ist.

Wir finden danach also, daß nach dem Ziehen um einen gewissen Betrag die Einschnürung größer ausfallen kann, als nach der gleichen Vorreckung durch Zug, obwohl die Verfestigung beim Ziehen stärker ist als beim Dehnen. Würden wir, wie oben entwickelt, gleiche wirksame Reckungen zugrunde legen, so würde sich noch klarer ergeben, daß die Einschnürung des gezogenen Drahtes gegenüber der des gedehnten erhöht ist. Der Ziehvorgang hat also in dieser Beziehung eine Verbesserung des Materials zur Folge. Hieraus erklärt es sich auch, daß gewisse Materialien ohne Zwischenglühung um Querschnittsabnahmen herabgezogen werden können, welche die Einschnürung beim Zugversuch erheblich überschreiten. Dieser Unterschied kann nicht auf die verschiedenen Spannungsverhältnisse in beiden Beanspruchungsfällen zurückgeführt werden. Es ist zu vermuten, daß er vom Werkstoff abhängig ist, denn bekanntlich läßt sich z. B. Kupfer viel weiter herabziehen als Messing, trotz geringerer Einschnürung beim Zugversuch.

3. Ungleichmäßigkeit der Festigkeit über den Querschnitt.

Die Ursache der Eigenschaftsunterschiede von Zugstäben und gezogenen Drähten gleicher Querschnittsabnahme werden wir in einer mit dem verwendeten Düsenwinkel steigenden Ungleichmäßigkeit des Ziehvorganges zu suchen haben. Um diese Frage genauer zu klären, sind verschiedene Versuche durchgeführt worden, über die in den folgenden Abschnitten berichtet wird.

Die Frage nach etwaigen Unterschieden in den Festigkeitseigenschaften verschiedener Zonen eines gezogenen Drahtes ist mehrfach aufgeworfen worden, ohne daß jedoch bisher eine einheitliche Antwort vorliegt. Während Müller[13] die Ansicht vertritt, daß die Festigkeit der Außenhaut praktisch nicht von der der Kernzone abweicht, wird anderseits von Weiß[14, 15] sowie von Schmid und Wassermann[16] festgestellt, daß je nach den Ziehbedingungen die Außenhaut härter oder weicher als der Kern sein kann.

Die Klärung dieser Frage hat insofern eine praktische Bedeutung als hartgezogene Stangen und Drähte beim Zugversuch im nicht abgedrehten Zustande zu

[13] W. Müller: Kupfer und Bronze. Forsch.-Arb. V. d. I. Heft 211. 1918.

[14] L. Weiss: Der Kaltwalz- und Ziehvorgang und sein Leistungsverbrauch. Z. Metallkunde Bd. 14, S. 160—172. 1922.

[15] L. Weiss: Die Entstehung und Folgen von Spannungsunterschieden in den Querschnitten kaltgezogener Kupferstangen. Z. Metallkunde Bd. 20, S. 118—121. 1928.

[16] E. Schmid und G. Wassermann: Über die Unterschiede von Kern- und Mantelzonen gezogener Drähte. Z. Phys. Bd. 42, S. 774—794. 1927; Z. Metallkunde Bd. 19, S. 325—327. 1927.

Digitized by Google

Brüchen in den Einspannungen neigen und infolgedessen zweifelhafte Ergebnisse liefern. Für genauere Untersuchungen pflegt man daher oft durch Abdrehen des Mittelteiles der gezogenen Proben Zerreißstäbe mit verstärktem Kopf zu verwenden.

a) Festigkeiten abgedrehter Drahtproben.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zur Prüfung der Festigkeitsverteilung über den Querschnitt aus einer Anzahl verschieden behandelter Drähte durch sorgfältiges Abdrehen kleine Probestäbe verschiedener Durchmesser angefertigt. Je nach dem Durchmesser hatten die Proben eine freie Länge von 15 bis 20 mm. Von den Proben wurden nur die Zugfestigkeiten bestimmt.

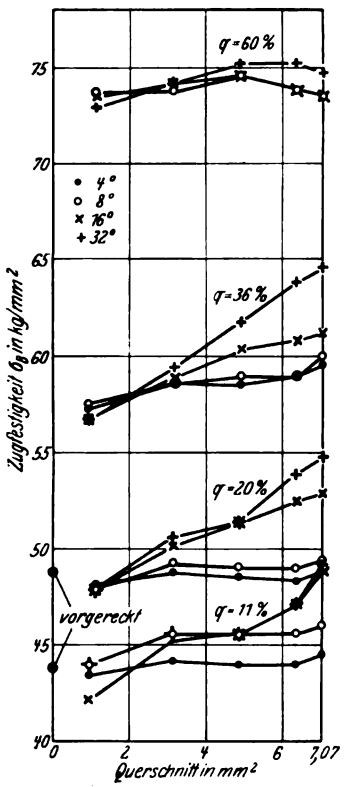


Abb. 14. Festigkeiten abgedrehter Drahtproben von Messing (Ms 63).

Die Ergebnisse einiger Versuche sind in Abb. 14 wiedergegeben. Da die Effekte gering sind, machen sich die kleinen unvermeidlichen Streuungen in der Festigkeit, die maximal nur $\pm 2\%$ betragen, stark bemerkbar. Aus Abb. 14 geht nichtsdestoweniger hervor, daß in der Regel durch das Abdrehen der Drähte die Festigkeit sinkt. Die Außenhaut der in einem Stich aus dem ausgeglühten Zustand in Laboratoriumsversuchen gezogenen Proben ist also fester als der Kern. Und zwar ist dieses um so stärker der Fall, je steiler der Düsenwinkel ist. Bei dem kleinsten Düsenwinkel von 4° ist innerhalb der Streuung ein Effekt kaum zu erkennen. Mit der Stichgröße steigt der Effekt zunächst an und erreicht bei der 32°-Düse und etwa 10 bis 15% Abnahme mit rund 10% Festigkeitsabfall einen Höchstwert, um nach höheren Abnahmen hin wieder schnell abzufallen. Nach sehr starkem Abdrehen nähern sich die Festigkeiten bei den beiden kleinsten Reckgraden und allen Düsenwinkeln Grenzwerten, welche den Festigkeiten eines um die gleichen Reckungen durch Zug verfestigten Drahtes entsprechen. Wir werden danach annehmen können, daß die inneren Fasern des gezogenen Drahtes in ähnlich gleichmäßiger Weise verformt werden wie bei reiner Zugbeanspruchung. Bei den Drähten großer Ziehstiche zeigt sich allerdings eigentümlicherweise, daß die Festigkeiten stark abgedrehter Proben um so tiefer liegen, je steiler der Ziehwinkel ist. Allerdings ist diese Abweichung so gering, daß sie noch einer genaueren Bestätigung bedarf.

Mit Hilfe des oben beschriebenen Verfahrens erhält man also die mittlere Festigkeit über den gesamten Querschnitt der abgedrehten Proben. Bei sehr kleinen Querschnitten ergibt sich somit auch angenähert die wirkliche Festigkeit des Kernmaterials. Die Festigkeit der Außenhaut läßt sich hier dagegen nicht unmittelbar feststellen, da es unmöglich ist, bei den dünnen Drähten bestimmte Zonen freizulegen. Man kann aber indirekt aus den Höchstlasten der abgedrehten Proben auch die Festigkeit der Außenhaut σ_B'' folgendermaßen bestimmen: Die Höchstlast P einer Probe vom Querschnitt f ergibt sich aus den wahren Festigkeiten σ_B der Querschnittszonen 0 bis f zu:

$$P = \int_0^f \sigma_B \cdot df . \tag{6}$$

Die Ableitung ergibt somit die gesuchte Festigkeit an jeder Stelle von f:

$$\sigma_B = \frac{dP}{df} , \tag{7}$$

also auch an der Außenhaut:

$$\sigma_B'' = \left(\frac{dP}{df}\right)_a .$$

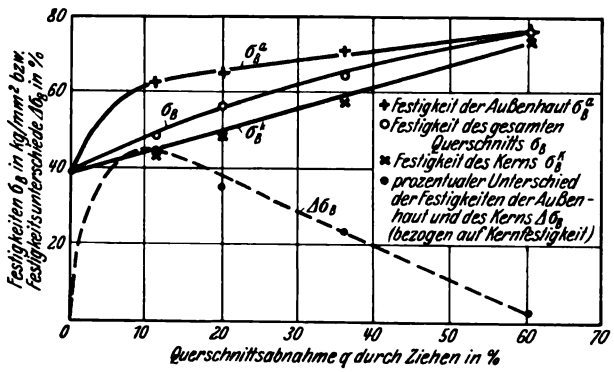


Abb. 15. Gesamtfestigkeiten, Festigkeiten des Kerns und der Außenhaut gezogener Drähte in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme.

Bestimmt man danach etwa graphisch aus dem Verlaufe der Ausgleichskurven der Höchstlasten P über dem Querschnitt f die Ableitung an der Außenhaut $f = 7{,}07$ mm², so erhält man die gesuchte Festigkeit der Außenhaut. Auf diese Weise ist die Festigkeit der Außenhaut bei einigen Proben bestimmt worden.

In Abb. 15 sind für die 32°-Düse über dem Ziehgrad die Festigkeiten der unabgedrehten Probe, der Kernzone und der Außenhaut, sowie darunter der prozentuale Unterschied zwischen den Festigkeiten von Außenhaut und Kern (auf Kern bezogen) aufgetragen. Es zeigt sich, daß die zusätzliche Verfestigung der Außenhaut bei kleinen Reckgraden einen Höchstwert von fast 50% erreicht und darüber hinaus wieder fast bis auf Null abnimmt. Mit Abnahme des Düsenwinkels nehmen auch diese Werte ab, zeigen aber grundsätzlich den gleichen Verlauf, soweit es die wegen der Differentiation geringe Genauigkeit des angewandten Verfahrens (rund $\pm 10\%$) erkennen läßt.

b) Gefügeuntersuchung durch Röntgenaufnahmen.

Es liegt zunächst nahe, als Ursache für die Unterschiede der Festigkeiten in verschiedenen Querschnittszonen gezogener Drähte Gefügeunterschiede anzunehmen.

Digitized by Google

So führen Schmid und Wassermann[16] ihren Befund, daß die Festigkeiten abgedrehter Stäbe größer als die der unabgedrehten ausfielen, auf röntgenographisch festgestellte Verschiedenheiten der Kristallagerung in den betreffenden Zonen des Drahtes zurück. Unsere Festigkeitsbestimmungen stehen jedoch mit denen von Schmid und Wassermann in Widerspruch. Es ergibt sich bei unseren, unter streng kontrollierbaren Bedingungen vorgenommenen Versuchen in keinem Falle eine Andeutung dafür, daß die Außenschicht bei einem ungestörten Ziehvorgang weicher als der Kern werden kann. Vielleicht ist die Ursache dieses Widerspruches in den abweichenden Ziehbedingungen zu suchen. Es ist nämlich durchaus denkbar, daß bei Drähten, die im praktischen Betriebe gezogen sind, die Oberfläche sich beim Ziehen bis in das Gebiet der Entfestigung erwärmt, während bei den langsamen Laboratoriumsversuchen nur eine sehr geringe Erwärmung eintritt.

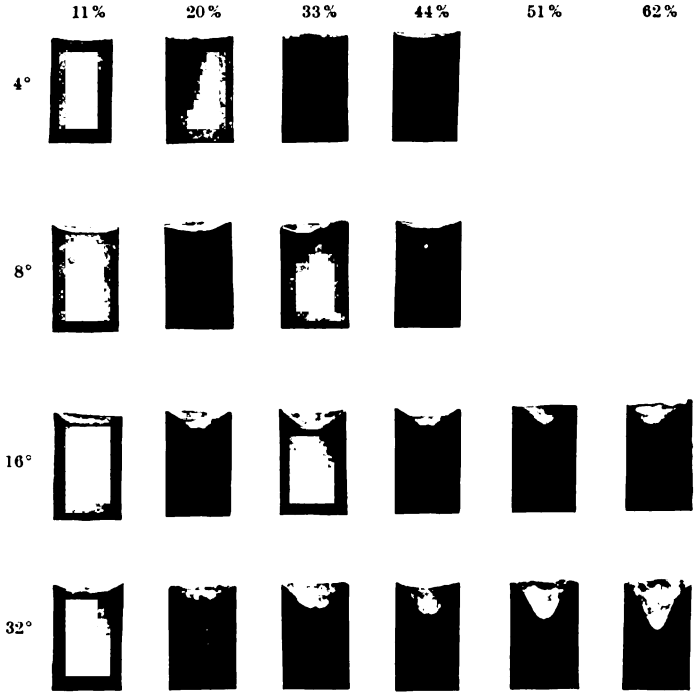


Abb. 16. Verwerfung der Endflächen gezogener Drähte. (2mal vergrößert.)

Wir haben ferner noch einige Röntgenaufnahmen von verschieden stark abgedrehten Drahtproben hergestellt, um die Kristallagerung innerhalb des Drahtes festzustellen. Da wir jedoch bei unseren, in einem Stich gezogenen Drähten günstigstenfalls nur bis zu Abnahmen von etwa 60% gekommen sind, ist in den Röntgenbildern erst das Anfangsstadium der Kristallgleichrichtung, der „Ziehtextur", zu erkennen. Die kennzeichnende Aufteilung der Interferenzkreise in Flecken war in allen untersuchten Fällen noch sehr unvollkommen. Im ganzen haben wir die Beobachtung von Schmid und Wassermann bestätigen können, daß im Kern die Ziehtextur besser ausgeprägt ist als in den Außenschichten. Dagegen haben wir nur sehr geringe Verdrehungen der Kristalle im Sinne einer Parallellagerung zur Düsenwandung feststellen können. Diese äußern sich in einer Unsymmetrie der Röntgenaufnahmen. Ein Einfluß des Düsenwinkels war überhaupt nicht festzustellen. Dagegen war die Unsymmetrie der Röntgenaufnahmen bei den durch Stahldüsen gezogenen Drähten offensichtlich stärker als bei den durch Elmariddüsen gezogenen. Sie entsprach bei Stahldüsen Drehungen der Kristalle um schätzungsweise 5°, bei Elmariddüsen um nur 2°. Danach dürfte diese Drehung der Kristalle weniger auf die Richtung des Materialflusses entsprechend der Neigung der Düsenwandung als auf die Wirkung der Reibungskräfte an der Drahtoberfläche zurückzuführen sein. Diese sind nämlich, wie im zweiten Teil der Arbeit noch gezeigt werden wird, bei Stahldüsen erheblich größer als bei Elmariddüsen.

Es ist demnach nicht möglich, Gefügeunterschiede für die Unterschiede der Festigkeitseigenschaften in verschiedenen Zonen des Drahtes verantwortlich zu machen. Es zeigt sich vielmehr, daß das Gefüge von Faktoren abhängt, die, wie es für das Düsenmaterial in Abschn. A 1 gezeigt ist, ohne Einfluß auf die Eigenschaften sind. Umgekehrt sind die Eigenschaften in erster Linie vom Düsenwinkel abhängig, der kaum von Einfluß auf das Gefüge ist.

Alle unsere Ergebnisse führen danach zwanglos zu der von vornherein wahrscheinlichen Erklärung, daß für die Unterschiede der Festigkeiten von Kern und Außenhaut des Drahtes zusätzliche Verformungen der Außenhaut gegenüber der durch die Abnahme geometrisch gegebenen Reckung verantwortlich zu machen sind. Je nach dem Düsenwinkel und dem Ziehgrad fällt diese Ungleichmäßigkeit des Materialflusses in der Düse verschieden aus.

c) Verwerfung der Endflächen gezogener Drähte.

Diese Tatsache kann unmittelbar nachgewiesen werden, indem man den Fließvorgang im Draht durch irgendein besonderes Verfahren sichtbar macht, z. B. nach dem Vorgange von Ludwik[4] durch Einziehen von Bolzen, oder nach Weiß, Nielsen und Gelbhaar[17] sowie Zagorski[18] durch Verwendung zweier gemeinsam gezogener Drahthälften, auf welche ein Netzwerk aufgeritzt wird. Es genügt auch schon, die Endflächen der gezogenen Drähte zu betrachten. Wir erfassen damit zwar nicht die stationären Verhältnisse im Draht, doch sind, wie schon aus den älteren Beobachtungen hervorgeht, die Unterschiede zwischen den Querschnittsverwerfungen am Ende und an anderen Stellen des Drahtes gering. Bei den vorliegenden Versuchen wurde die Verwerfung der Endflächen dadurch anschaulich gemacht, daß die Drähte vor dem Ziehen an den Enden plan abgedreht und nach dem Versuch bis zur Mitte abgeschliffen wurden. Abb. 16 zeigt eine Auswahl dieser Proben. Es geht daraus hervor, daß die Drahtquerschnitte in um so stärkerem Maße verworfen werden, je steiler die Düsen und je größer die Abnahmen sind. Wir erkennen dies auch aus Abb. 17, in welcher die Tiefe des Hohlraumes an den Enden über der Querschnittsabnahme dargestellt ist. In Abb. 18 ist ferner noch die Tiefe über

[17] L. Weiss: Leistungsberechnung des Walzvorganges. Z. Metallkunde Bd. 17, S. 229—232. 1925.

[18] J. Zagorski: Das Hartziehen von Kupferprofil- und Runddrähten auf Mehrfachziehmaschinen. Diss., T. H. Berlin 1929.

Digitized by Google

dem Düsenwinkel aufgetragen. Die Querschnittsverwerfung nimmt danach mit dem Düsenwinkel und der Querschnittsabnahme stark zu. Jedoch ersieht man, daß die Zunahme der Trichtertiefe am stärksten bei kleinen Abnahmen ist, dagegen bei großen Abnahmen erheblich langsamer vor sich geht.

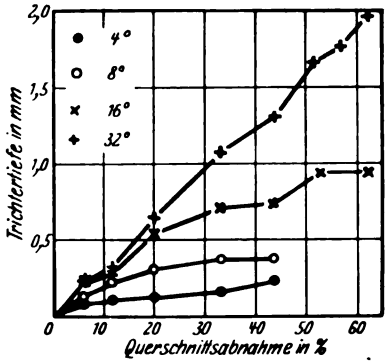


Abb. 17. Trichtertiefe der Endflächen in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme.

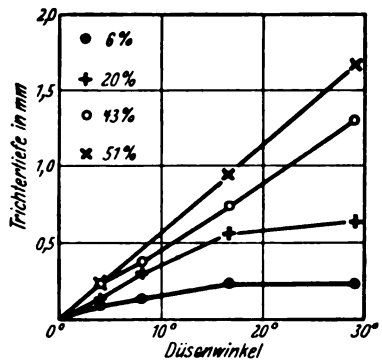


Abb. 18. Trichtertiefe in Abhängigkeit vom Düsenwinkel.

4. Reckspannungen.

Eine weitere, allgemein bekannte und viel untersuchte Erscheinung, welche als Folge des ungleichmäßigen Materialflusses auftritt, ist das Zurückbleiben von inneren Spannungen, der sog. „Reckspannungen". Über den Einfluß der Werkzeugform auf innere Spannungen von Drähten liegen jedoch bisher keine Untersuchungen vor. Nur Versuche von Grimston[19] an gezogenen Hohlkörpern und von Fox[20] an Rohren lassen erkennen, daß die Größe und Verteilung von Reckspannungen entsprechend der Werkzeuggestaltung verschieden ausfällt. Über die Abhängigkeit vom Ziehgrad erwähnen Geiß und van Liempt[21], daß die Aufreißgefahr von gezogenem Messing bei rund 20% Reckgrad am größten ist. Köster[22] machte die gleichartige Beobachtung bei gepreßten Messingstangen. Ebenfalls bei mittleren Reckgraden fand Masing[23] die größte Aufreißgefahr an gewalztem Blech. Er schließt jedoch aus seinen Versuchen, daß die stärkste Aufreißgefahr nicht mit dem Höchstwert der vorhandenen inneren Spannungen zusammenfällt. Diese nehmen nach Masing vielmehr mit dem Reckgrad ständig zu, erreichen aber bei hohen Reckgraden nicht mehr die zum Aufreißen erforderlichen Beträge. Demgegenüber stellen Dawidenkow[24] und Bugakow fest, daß auch die Spannungen von gewalztem Messingblech bei mittleren Reckgraden durch einen Höchstwert gehen.

a) Bestimmung des Anteils der Längsspannungen an den Reckspannungen.

Der quantitative Nachweis innerer Spannungen hat so zu erfolgen, daß man von den mit Spannungen behafteten Körpern einen Teil abtrennt. Der Körper erleidet dann infolge seines Spannungsgehaltes elastische Formänderungen, welche je nach dem verwendeten Verfahren einen mehr oder weniger genauen Rückschluß auf die Größe und Verteilung der vorhandenen Reckspannungen zulassen.

Bei den dünnen Drähten von 3 mm Durchmesser, die hier vorlagen, war eine genaue Spannungsermittlung unmöglich. Jedoch haben wir uns über die Größe der

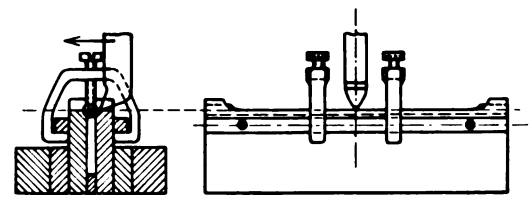


Abb. 19. Vorrichtung für das Abhobeln der Drähte.

vorhandenen Längsspannungen überschläglich dadurch einen Einblick verschaffen können, daß wir Proben von rund 120 mm Länge mit Hilfe einer einfachen Vorrichtung, Abb. 19, über etwas mehr als 100 mm Länge möglichst genau zur Hälfte abhobelten. Bei dieser Vorrichtung dienten zwei kleine verstellbare Reiter dazu, den Draht während des Abhobelns in seiner Lage zu halten, da er bestrebt war, nach Abtrennung der oberen Hälfte nach oben auszubiegen. Nach dem Abhobeln und Entfernen aus der Vorrichtung waren die Drahthälften, die Abb. 20 zeigt, mehr oder weniger stark nach außen verkrümmt. Zur Feststellung der Verkrümmungen diente die in Abb. 21 skizzierte Vorrichtung, die im wesentlichen aus einer Auflageplatte von genau 100 mm Länge besteht. Der Biegepfeil wurde mittels eines Reichertschen Meßmikroskopes ausgemessen*.

Da bei den vorliegenden dünnen Drahtproben ein Ausbohren bzw. genaues Abdrehen nicht möglich ist,

[19] F. S. Grimston: Season-cracking of small-arms cartridge cases during manufature. J. Inst. Met. Bd. 39, S. 255—277. 1928.

[20] J. Fox: The measurement of initial stresses in hard-drawn tubes. Engg. Bd. 129, S. 65 67. 1930.

[21] W. Geiß und J. A. M. van Liempt: Zur Deutung der Kaltbearbeitung auf Grund elektrischer Messungen. Z. anorg. Chem. Bd. 133, S. 107—112. 1924.

[22] W. Köster: Das technologische Verhalten gepreßter Messingstangen. Z. anorg. Chem. Bd. 154, S. 197—208. 1926.

[23] G. Masing: Das Aufreißen von Messing durch innere Spannungen. Z. Metallkunde Bd. 16, S. 257—264, 301—308. 1924.

[24] N. Dawidenkow und W. Bugakow: Einfluß des Walzgrades auf die Eigenschaften von α-Messing. Metallwirtsch. Bd. 10, S. 1—6. 1931.

* Der Fa. C. Reichert, Wien, danken wir für die Unterstützung unserer Versuche durch Überlassung eines Meßmikroskopes.

Digitized by Google

gibt es kein Verfahren, einen Aufschluß über die außer den Längsspannungen noch vorhandenen Querspannungen zu erhalten.

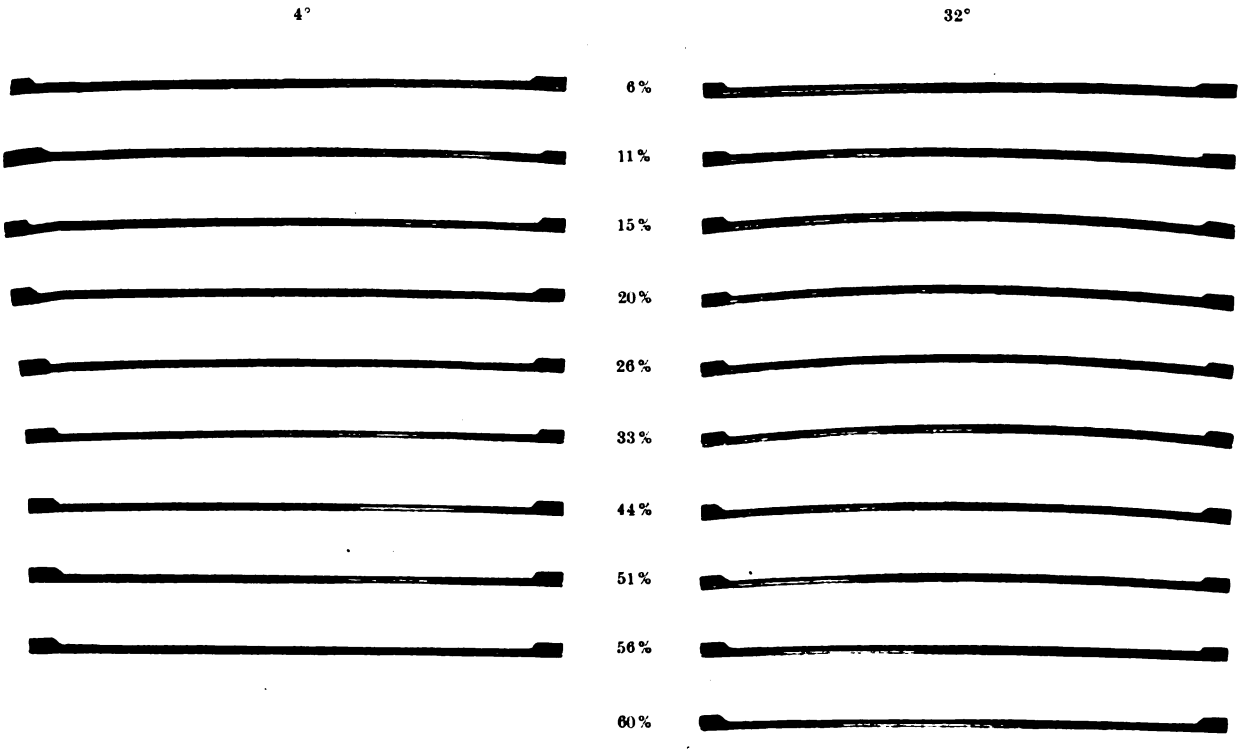


Abb. 20. Abgehobelte Drahtproben. (9/10 nat. Größe.)

Abb. 20 zeigt einige mit Düsen von 4° und 32° um verschiedene Querschnittsabnahmen gezogene Drähte nach dem Abhobeln. Man erkennt, daß die Verbiegungen bei der 32°-Düse wesentlich stärker sind als bei der 4°-Düse und daß sie in jedem Falle bei mittleren Querschnittsabnahmen am größten sind. Tafel 4 und Abb. 22 bringen das Gesamtergebnis der Ausmessung. Jeder Wert mußte dabei als Mittel aus einer größeren Zahl von Proben (3 bis 5) gebildet werden, da gleichartige Einzelmessungen in sehr weiten Grenzen schwanken. Diese Schwankungen dürften darin begründet sein, daß kleine nachträgliche Verformungen, die sich bei unseren Versuchen nicht völlig vermeiden ließen, die Reckspannungen in sehr starkem Maße verändern können[25].

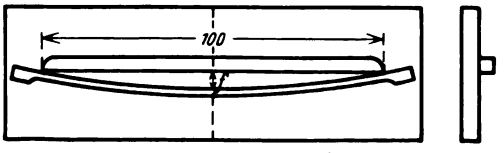


Abb. 21. Vorrichtung zur Messung der Durchbiegung abgehobelter Drahtproben.

Tafel 4. Biegungspfeil (Ausbiegung auf 100 mm Länge) der abgehobelten Drahtproben.

Querschnittsabnahme q %	Biegungspfeil f			
	4° mm	8° mm	16° mm	32° mm
6,4	0,73	1,04	1,62	0,97
11,1	0,92	1,30	—	1,89
14,6	1,06	2,03	1,68	2,62
19,9	0,83	2,21	—	—
26,6	1,00	1,97	1,92	2,45
32,8	1,05	2,14	1,78	—
35,8	0,96	1,75	—	—
43,6	0,60	1,29	1,50	1,87
51,3	0,14	0,75	1,06	1,48
56,8	—	—	0,88	—
58,7	—	0,41	0,54	0,64

Abb. 22 zeigt zunächst, daß um so größere Verkrümmungen entstanden und damit um so stärkere Längsspannungen zurückgeblieben sind, je steiler der Düsenwinkel ist. Ferner ergibt sich, daß die Längsspannungen zunächst mit dem Reckgrad sehr stark ansteigen, bei rund 20% einen Höchstwert erreichen und dann abfallen, und zwar so weit, daß sie bei den höchst erreichbaren Abnahmen schon wieder fast Null sind.

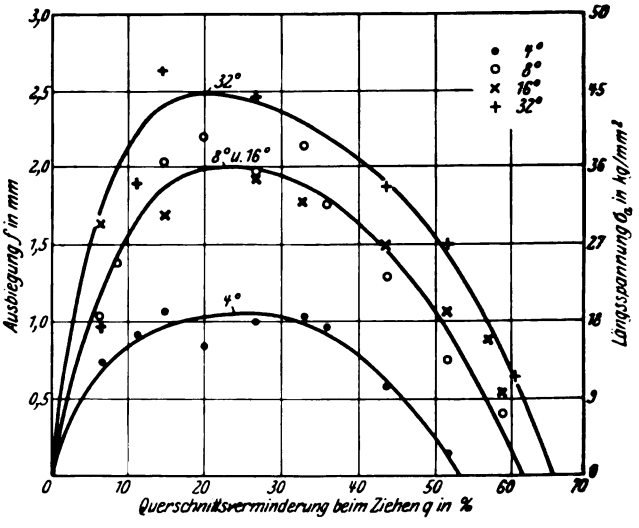


Abb. 22. Ausbiegung der abgehobelten Drahtproben und Größe der Längsspannungen in den Randfasern in Abhängigkeit von der Querschnittsverminderung beim Ziehen.

[25] G. Sachs: Innere Spannungen in Metallen. Z. V. d. I. Bd. 71, S. 1511—1516. 1927.

Digitized by Google

Letzteres ist auffällig und erklärt sich wohl aus der Beobachtung, daß die Drähte hohen Ziehgrades beim Ziehen so starken Zugkräften ausgesetzt sind, daß sie nach dem Herauskommen aus der Düse um einen kleinen Betrag nachdehnen. Eine solche Längsverformung hat aber, wie von Sachs[25] nachgewiesen wurde, eine Verminderung der Längsspannungen zur Folge.

Die wirkliche Größe der Längsspannungen σ über dem Querschnitt des gezogenen Drahtes läßt sich aus den Verkrümmungen der abgehobelten Proben allein nicht berechnen. Die Feststellung des vollständigen Spannungszustandes in einem zylindrischen Gegenstand ist sehr verwickelt[26] und für einen dünnen Draht praktisch nicht möglich. Immerhin geben die Verkrümmungen einen gewissen Anhalt für die Größe der Längsspannungen, da sie vor allem von diesen hervorgerufen werden. Vernachlässigt man aber die zusätzliche Wirkung der Querspannungen, so kann dies zu einer Unterschätzung der Längsspannungen um etwa 30% führen[23]. Ferner brauchen wir noch eine Annahme über die Spannungsverteilung. Wir werden uns dazu der einfachsten bedienen, daß nämlich die Spannungen, wie in Abb. 23 angedeutet, über den Querschnitt sich linear mit dem Radius r ändern:

$$\sigma = \sigma_a - k \cdot r\,, \tag{8}$$

worin σ_a die gesuchte Zugspannung an der Außenhaut ($r = r_a$) und k eine Konstante ist.

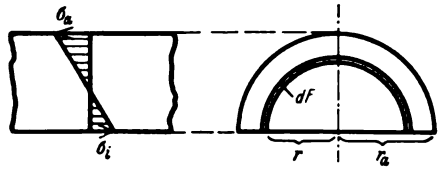


Abb. 23. Verteilung der Reckspannungen.

Die Berechnung gestaltet sich dann wie folgt: Da die Spannungen längs des Drahtes gleich sind, muß er sich beim Abhobeln nach einem Kreisbogen vom Radius ϱ verkrümmen. Nach Abb. 24 ist:

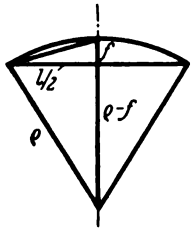


Abb. 24. Zusammenhang zwischen Biegungspfeil und Krümmungsradius.

$$(\varrho - f)^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2 = \varrho^2,$$

$$\varrho^2 - 2\varrho f + f^2 + \frac{l^2}{4} = \varrho^2.$$

Da der Biegungspfeil f mit maximal 3 mm klein gegenüber ϱ ist, wird mit genügender Annäherung:

$$\frac{l^2}{4} = f(2\varrho - f) \cong 2\varrho f\,,$$

$$\varrho \cong \frac{l^2}{8f}\,. \tag{9}$$

Nach der Grundgleichung der Biegungstheorie ergibt sich hieraus das zum Biegen notwendige Moment:

$$M = \frac{E \cdot J}{\varrho} = \frac{8 \cdot E \cdot J}{l^2} \cdot f\,, \tag{10}$$

worin E der Elastizitätsmodul des Werkstoffes und J das äquatoriale Trägheitsmoment des Querschnittes ist. Die Durchbiegung der Proben ist nun dadurch entstanden, daß infolge des Abhobelns ein Moment ausgelöst wurde. Dieses gesuchte Moment $-M$ der Spannungen σ in bezug auf die Biegungsnullebene 0—0, Abb. 25, berechnet sich unter Zugrundelegung der Spannungsgleichung (8) zu:

$$-M = \int \sigma \cdot dF \cdot r \cdot \sin\varphi = \int_{r=0}^{r=r_a} \sigma \cdot r^2 \cdot dr \cdot \int_{\varphi=0}^{\varphi=180°} \sin\varphi \cdot d\varphi$$

$$= 2\int_{r=0}^{r=r_a} (\sigma_a - k \cdot r) \cdot r^2 \cdot dr$$

$$= 2\left[\sigma_a \cdot \frac{r_a^3}{3} - k \cdot \frac{r_a^4}{4}\right]. \tag{11}$$

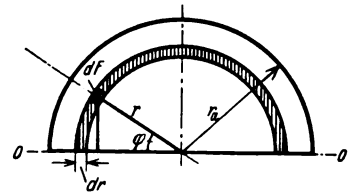


Abb. 25. Zur Berechnung des Spannungsmomentes.

Die Gleichgewichtsbedingung der Spannungen im unverletzten Draht liefert uns die letzte noch erforderliche Bestimmungsgleichung:

$$2\pi\int_{r=0}^{r=r_a} (\sigma_a - k \cdot r) \cdot r \cdot dr = 0\,, \tag{12}$$

$$\frac{\sigma_a \cdot r_a^2}{2} - \frac{k \cdot r_a^3}{3} = 0\,.$$

Damit wird:

$$k = \frac{3}{2} \cdot \frac{\sigma_a}{r_a}\,. \tag{13}$$

Die Gleichung (11) lautet nun:

$$-M = 2\left[\sigma_a \cdot \frac{r_a^3}{3} - \frac{3}{2} \cdot \frac{\sigma_a \cdot r_a^3}{4}\right] = -\frac{1}{12}\sigma_a \cdot r_a^3\,,$$

$$\sigma_a = \frac{12M}{r_a^3}\,. \tag{14}$$

Und wir erhalten schließlich durch Einsetzen der Gleichung (10) die gesuchte Beziehung zwischen σ_a und f:

$$\sigma_a = \frac{96 \cdot E \cdot J}{l^2 \cdot r_a^3} \cdot f\,. \tag{15}$$

Setzen wir noch $E = 11500\,\mathrm{kg/mm^2}$ und $J = r_a^4\left(\frac{\pi}{8} - \frac{8}{9\pi}\right)$, so erhalten wir:

$$\sigma_a(\text{in kg/mm}^2) \cong 18 \cdot f(\text{in mm})\,.$$

Man erkennt aus vorstehender Gleichung, daß die Längsspannungen den Durchbiegungen annähernd proportional sind. Es genügt also, in Abb. 22 einen zweiten Ordinatenmaßstab, welcher den Längsspannungen entspricht, einzuführen. Abb. 22 zeigt rechts diesen Maßstab.

Vorstehende Rechnung gilt für den halbkreisförmigen Querschnitt. Es war jedoch infolge des Ausfederns und der schwierigen Aufspannung nicht durchweg möglich, die Proben genau auf den halben Drahtquerschnitt abzuhobeln. Der Einfluß dieser Abweichungen ist schwierig zu übersehen. Er wurde daher vernachlässigt, jedoch wurden die in Tafel 4 und Abb. 22 eingetragenen Werte nur aus solchen Proben bestimmt, die eine geringere Dickenabweichung als $\pm$ 0,1 mm von der halben Drahtstärke 1,5 mm aufwiesen.

[26] G. Sachs: Der Nachweis innerer Spannungen in Stangen und Rohren. Z. Metallkunde Bd. 19, S. 352—357. 1927.

Digitized by Google

b) Nachweis der Reckspannungen durch die Quecksilberprobe.

Ein qualitativer Nachweis von Reckspannungen in Kupferlegierungen kann auch bekanntlich mit der Quecksilberprobe vorgenommen werden. Wir haben uns dieses Verfahrens bedient, indem wir kurze Drahtproben in eine 1proz. Sublimatlösung eingetaucht haben, wobei sie durchweg mit Ausnahme der mit der 4°-Düse am schwächsten gezogenen Probe nach sehr kurzer Zeit aufrissen. Auf eine genaue Feststellung der Aufreißzeiten wurde verzichtet, da die Risse unter der niedergeschlagenen Quecksilberschicht meist erst nach Abätzen mit konz. Salpetersäure erkennbar waren. Abb. 26 gibt die aufgerissenen Stäbchen wieder. Diese zeigen nur zum Teil Querrisse, welche als Folge von Längsspannungen anzusprechen sind. Und zwar finden sich Querrisse bei den mit steilen Düsen schwach gezogenen Drähten. Alle stark gezogenen Drähte sowie sämtliche mit der 4°-Düse gezogenen Drähte sind dagegen der Länge nach aufgerissen. Dies ist ein Zeichen dafür, daß in diesen Fällen die Querspannungen größer sein müssen als die Längsspannungen. Der Verlauf der Querspannungen in Abhängigkeit vom Düsenwinkel und Ziehgrad muß also ein anderer sein, als der der Längsspannungen in Abb. 22. Die stärksten Aufreißerscheinungen finden sich jedoch, wie nach Verlauf der Längsspannungen in Abb. 22 zu erwarten, bei mittleren Querschnittsabnahmen. Außerdem gibt uns die Abb. 26 wahrscheinlich auch eine Erklärung für das bisher unverständliche Auftreten von Spiralrissen. Diese stellen sich offenbar als Folge einer Kombination annähernd gleich großer Quer- und Längsspannungen ein, wobei die Neigung der Spiralen ein Maß für das gegenseitige Verhältnis der Spannungen zu sein scheint.

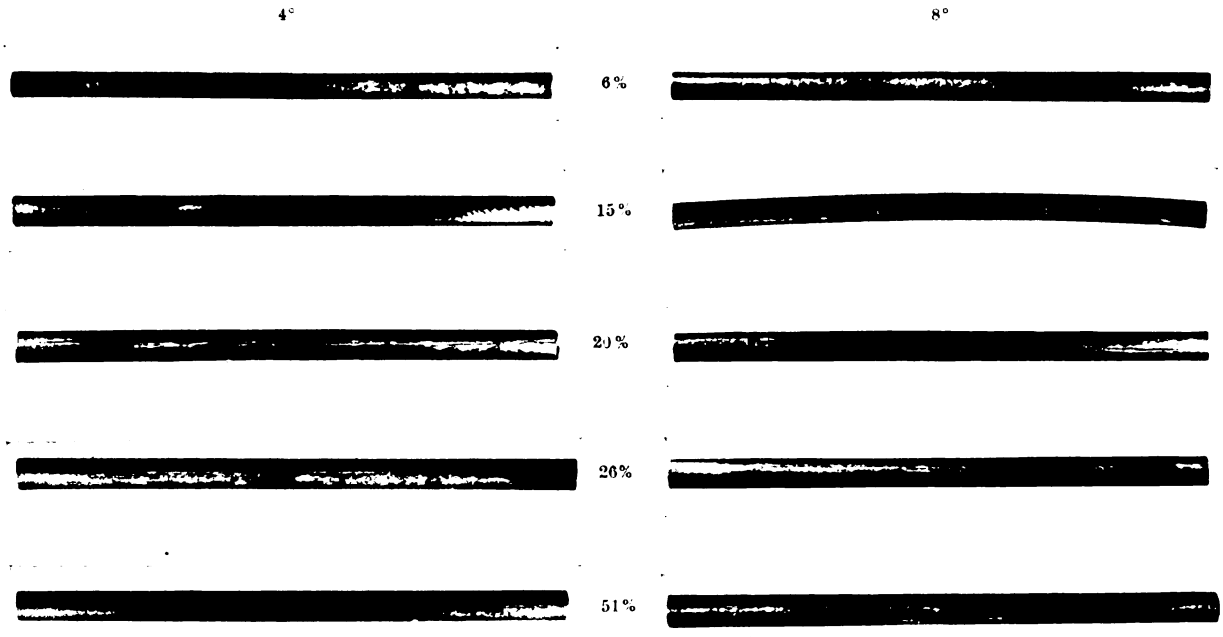


Abb. 26. Bei der Quecksilberprobe aufgerissene Drähte. ($^8/_{10}$ nat. Größe.)

B. Der Kraftbedarf beim Ziehvorgang.

Der Kraft- und Arbeitsbedarf bei einem technologischen Vorgang setzt sich allgemein aus zwei Anteilen zusammen, und zwar einem Anteil, der zur Überwindung des Verformungswiderstandes des Werkstoffes (innere Reibung) dient und einem zweiten, der zur Überwindung der äußeren Reibung zwischen Werkstoff und Werkzeug erforderlich ist.

Gehen wir von dem experimentell ermittelten Kraftbedarf aus, so wird es das naheliegende Bestreben sein, ihn in seine beiden Anteile zu zerlegen. Im vorliegenden Falle konnte dies durch die Entwicklung eines Verfahrens erreicht werden, das den Reibungsanteil versuchsmäßig festzustellen gestattet. Nach Abzug des Reibungsanteiles ergibt sich dann der Werkstoffanteil des Kraftbedarfes in Abhängigkeit von Düsenwinkel und Querschnittsabnahme.

Um in die Gesetzmäßigkeiten des Ziehvorganges weiter einzudringen, muß man sich dann auf Grund allgemeiner Vorstellungen über die Fließerscheinungen in Metallen theoretisch ein Bild vom Ziehvorgang machen. Eine jede solche Theorie beruht aber letzten Endes darauf, einen ziemlich verwickelten Vorgang, wie es das Drahtziehen ist, auf einen möglichst einfachen, z. B. den Zugversuch zurückzuführen.

Es ist naturgemäß bei der unvollkommenen Kenntnis des tatsächlichen Fließvorganges im Ziehkanal eine völlige Übereinstimmung zwischen Versuch und Rechnung nicht ohne weiteres zu erwarten. Es wird uns aber infolge der durch den Versuch gelungenen Trennung des Werkstoff- und Reibungsanteils möglich sein, festzustellen, in welchem Gliede die Schwäche der Theorie liegt. Im vorliegenden Falle erweist es sich, daß der Werkstoffwiderstand in der Regel in der Rechnung zu niedrig angesetzt wird. Und zwar zeigen die Ergebnisse des ersten Teiles dieser Arbeit, daß, besonders bei kleinen Ziehgraden, der Fließvorgang in einem mit dem Ziehwinkel zunehmenden Maße ungleichmäßig ist. Theoretisch läßt sich diese Ungleichmäßigkeit vorläufig nicht erfassen. Durch Berücksichtigung der Ungleichmäßig-

Digitized by Google

keit entsprechend ihrer Wirkung auf die Festigkeitseigenschaften läßt sich jedoch schließlich der Kraftbedarf so weit reduzieren, daß eine leidliche Übereinstimmung zwischen Versuch und Rechnung erreicht wird. Bei den Elmariddüsen liegt der günstigste Winkel für kleine Abnahmen unter 4°, für große um 16°. Damit ist auch der in Abb. 28 gezeigte Verlauf des Kraftbedarfes über der Querschnittsabnahme klar. Die der

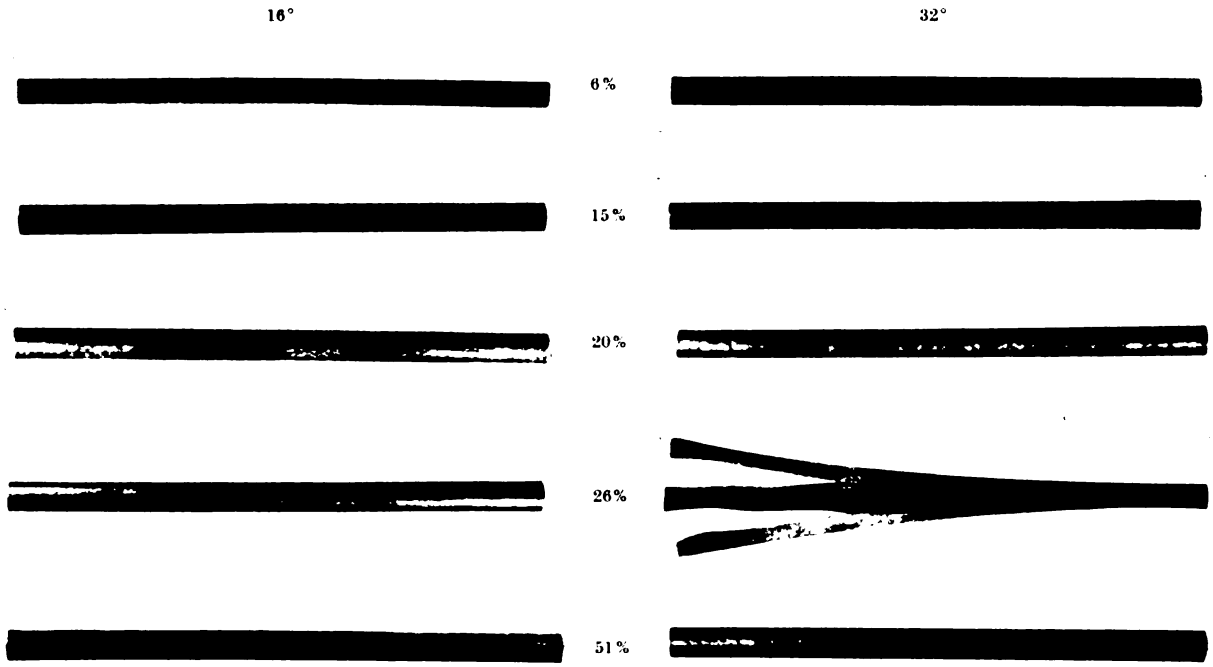


Abb. 26. (Fortsetzung).

1. Versuche über den Kraftbedarf.

a) Abhängigkeit der Ziehkraft von den Versuchsbedingungen.

Die zum Ziehen erforderliche Kraft konnte, da das Ziehen in der Zerreißmaschine vorgenommen wurde, einfach am Kraftmesser abgelesen werden. Die Ablesungen wurden alle 5 bis 10 Sek. vorgenommen. Ein Versuch dauerte im Durchschnitt 3 Min. Die ersten Werte lagen oft erheblich über dem Durchschnitt, und wurden daher, wenn dieses der Fall war, für die Auswertung weggelassen. Diese an sich unerklärte Tatsache ist insofern störend, als sie das Ziehen großer Abnahmen erschwert. Die Spitze reißt dann leicht ab.

Die Werte für den Kraftbedarf beim Ziehen streuten und schwankten außerdem bei der 4°-Düse recht erheblich. Soweit dieses der Fall war, wurden die Ergebnisse als Mittelwert aus einer größeren Anzahl von Versuchen bestimmt. (Vgl. Tafel 5.)

Einen Überblick über die mit Elmariddüsen festgestellten Ziehkräfte geben Tafel 5 sowie Abb. 27 und 28. In diesen und den folgenden Abbildungen ist als Ordinate nicht unmittelbar die Ziehkraft Z, sondern die auf den Querschnitt f_1 des gezogenen Drahtes bezogene Ziehkraft $\sigma_z = Z/f_1$ eingeführt, die wir mit Ziehspannung bezeichnen. Abb. 27 zeigt zunächst die Ziehspannung in Abhängigkeit vom Ziehwinkel. Jeder Kurvenzug entspricht annähernd einer bestimmten Querschnittsabnahme. Es zeigt sich, daß je nach dem Ziehgrad ein Minimum des Kraftbedarfes bei einem anderen Düsenwinkel auftritt. Und zwar verschiebt sich die Lage des Mindestwertes, wie schon von Weiß[6] festgestellt ist, mit zunehmendem Ziehgrade nach höheren Abnahmen.

Tafel 5.

Ziehspannung in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme und Düsenwinkel bei Elmariddüsen.

Düsenwinkel α °	Querschnittsabnahme q %	Anzahl der Versuche	Ziehspannung Z/f_1 σ_z kg/mm²	Düsenwinkel α °	Querschnittsabnahme q %	Anzahl der Versuche	Ziehspannung Z/f_1 σ_z kg/mm²
4	3,4	2	3,4	16	32,7	2	27,2
8	3,2	3	4,2	32	32,9	2	32,8
16	3,2	3	5,9				
32	3,4	4	6,0	4	35,8	8	35,2
				8	35,7	4	27,2
4	6,6	6	5,1	16	35,7	4	28,5
8	6,4	4	5,8	32	36,0	3	34,2
16	6,4	5	8,3				
32	6,5	5	9,6	4	43,6	4	51,0
				8	43,5	3	38,5
4	11,3	5	8,2	16	43,5	3	37,6
8	11,1	6	8,3	32	43,7	3	42,5
16	11,1	5	11,4				
32	11,2	5	14,2	4	51,3	2	61,4
				8	51,2	2	49,3
4	14,7	7	10,6	16	51,2	2	46,6
8	14,5	7	10,3	32	51,4	2	51,1
16	14,5	6	13,8				
32	14,8	7	17,4	4	56,5	1	65,3
				8	56,8	1	59,2
4	19,9	5	16,0	16	56,8	2	57,3
8	19,8	4	14,4	32	56,9	1	59,6
16	19,8	3	17,8				
32	20,0	4	22,1	8	58,7	4	63,6
				16	58,5	2	61,2
4	26,7	4	23,4	32	58,8	4	62,1
8	26,5	5	19,5				
16	26,5	6	22,2	8	60,6	1	67,0
32	26,8	3	28,0	16	60,0	1	63,1
				32	60,9	2	66,2
4	32,8	2	34,4				
8	32,7	2	25,7				

Digitized by Google

4°-Düse entsprechende Kurve beginnt bei den niedrigsten Ziehspannungen und steigt später über alle anderen hinaus. Die 32°-Kurve dagegen beginnt mit den höchsten Werten und kommt bei den größten Abnahmen (4,75 mm auf 3 mm Dmr. = 60%) fast zu den niedrigsten Ziehspannungen. Wegen der Unvollkommenheit

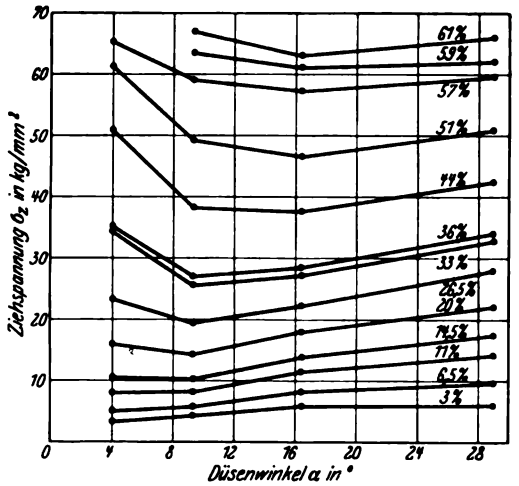


Abb. 27. Ziehspannung in Abhängigkeit vom Düsenwinkel bei Elmariddüsen.

der Anspitzung liegen die höchsten Ziehspannungen noch rund 15% unter den Festigkeiten der Drähte. Theoretisch würde die Festigkeit ungefähr bei einem Ziehgrad von 65% erreicht werden.

Die Ergebnisse der Ziehversuche mit Stahldüsen bringt Tafel 6. Der Kraftbedarf in Abhängigkeit vom

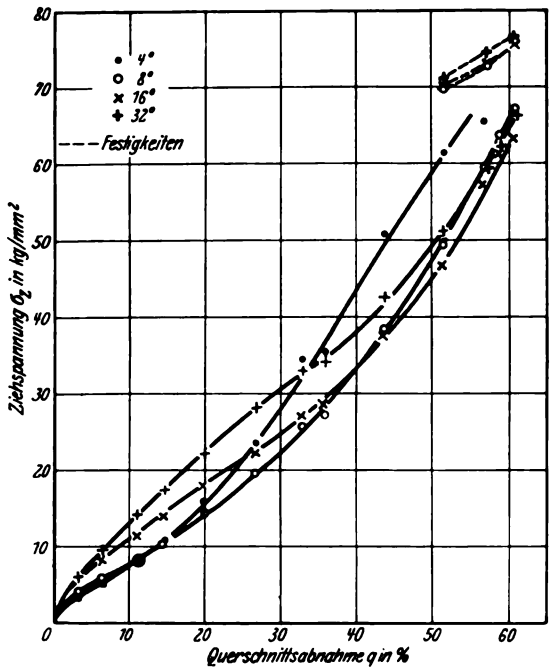


Abb. 28. Ziehspannung in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme bei Elmariddüsen.

Düsenwinkel in Abb. 29 zeigt grundsätzlich das gleiche Bild wie oben. Jedoch liegen die Mindestwerte des Kraftbedarfs bei den kleinsten Abnahmen bei einem Düsenwinkel von etwa 10°, bei großen bei etwa 20°. Auch die Abhängigkeit des Kraftbedarfs von der Querschnittsabnahme in Abb. 29 zeigt grundsätzlich den gleichen Verlauf wie bei Elmariddüsen. Wiederum beginnt

Tafel 6. Ziehspannung in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme bei Stahldüsen.

Düsenwinkel α °	Querschnittsabnahme q %	Ziehspannung z/f_1 σ_z kg/mm²	Düsenwinkel α °	Querschnittsabnahme q %	Ziehspannung z/f_1 σ_z kg/mm²
2	0,9	4,0	4	27,7	37,5
2	4,5	7,8	8	25,1	26,1
4	5,9	10,5	16	24,4	24,7
8	3,5	8,2	32	29,0	36,2
16	3,2	7,5	4	38,0	54,1
32	5,8	19,6	8	34,9	40,5
2	13,5	22,2	16	35,0	38,0
4	16,7	18,9	32	39,3	43,7
8	13,8	16,7	8	43,1	49,2
16	13,5	17,2	16	42,5	46,1
32	16,8	28,4	32	46,6	51,7

die Düse mit dem kleinsten Winkel (2°) bei den geringsten Kraftbedarfswerten und endet bei den höchsten, während die Kurve für die steilste Düse (32°) umgekehrt verläuft. Die dieser Düse entsprechenden Werte sind dabei für kleine Abnahmen auffallend hoch. Wahrscheinlich ist dieses mit darauf zurückzuführen, daß die Oberfläche der 32°-Düse durch das zuvor erfolgte Ziehen von harten Drähten etwas beschädigt war.

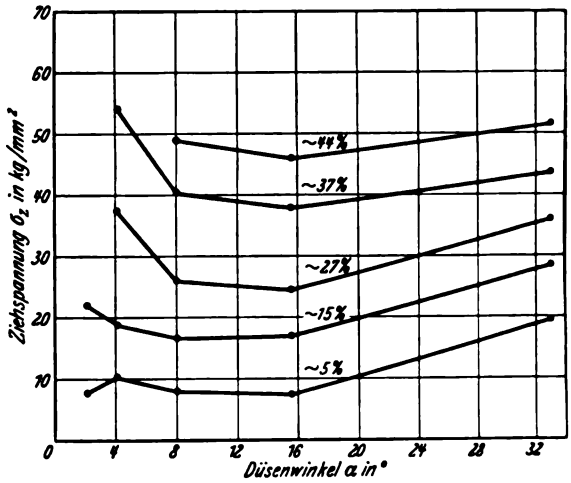


Abb. 29. Ziehspannung in Abhängigkeit vom Düsenwinkel bei Stahldüsen.

Im allgemeinen liegen die Kraftbedarfswerte für die Stahldüsen wesentlich höher als für die Elmariddüsen. Die größte erreichte Ziehstufe beträgt daher bei Stahl nur 45%, wobei die höchsten Ziehspannungen hier etwa 20 bis 30% unter der Festigkeit bleiben. Der Unterschied der Ziehspannungen bei den beiden Düsenmaterialien ist für schlanke Düsenwinkel größer als für die steilen, wodurch sich die Verschiebung der Mindestwerte erklärt. Offenbar beruhen diese Unterschiede auf der verschieden großen Reibung zwischen Stahl und Messing bzw. Elmarid und Messing. Die höhere Reibung der Stahldüsen fällt, wie zu erwarten ist, bei den schlankeren Winkeln stärker ins Gewicht. Mit den für die Reibung geltenden Gesetzmäßigkeiten werden wir uns noch eingehend beschäftigen.

Es wurden schließlich noch einige Versuche unter Verwendung einer Stahldüse vorgenommen, welche bei einem Konuswinkel von 8° einen absichtlich lang hergestellten zylindrischen Auslauf von 10 mm aufwies.

Digitized by Google

Wie Abb. 31 zeigt, liegt bei dieser Düse der Kraftbedarf erheblich höher, als bei einer solchen, deren Konus bei gleicher Neigung scharfkantig endet. Infolgedessen konnte auch nur eine geringe Querschnittsabnahme (unter 10%) erreicht werden. In der Praxis wird oft

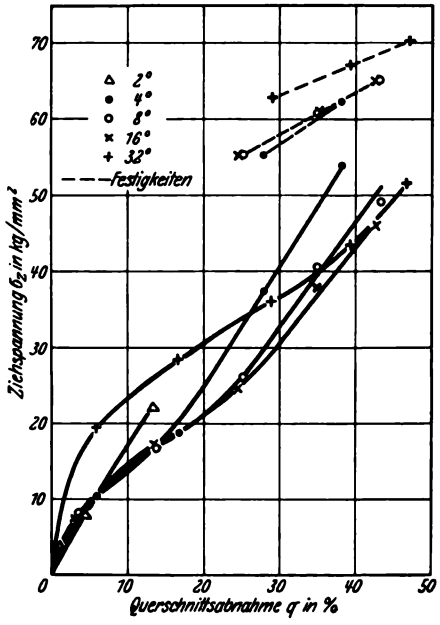


Abb. 30. Ziehspannung in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme bei Stahldüsen.

ein kurzer zylindrischer Auslauf der Düsenprofilierung angewandt, um die Maßhaltigkeit der Düse länger zu erhalten. Man ersieht, wie dadurch der Kraftbedarf stark erhöht wird. Der Draht hat nach dem Auslauf offenbar das Bestreben, sich elastisch auszudehnen, und verursacht dadurch eine große Reibung an der Zylinderwand. Wahrscheinlich würde sich die Reibung erheblich vermindern lassen, wenn man den Auslauf der Düse schwach konisch aufweitete.

b) Ermittlung der Reibung.

Die oben beschriebenen Versuche über den Kraftbedarf lassen den mehr oder weniger großen Einfluß der Reibung beim Ziehvorgang erkennen. Es lag daher nahe, ein Verfahren zu entwickeln, das die unmittelbare Bestimmung der Reibung gestattete. Zu diesem Zwecke wurde die in Abb. 32 in ihren Einzelheiten erkenntliche Vorrichtung entworfen, welche es ermöglicht, die Ziehdüse während des Versuches zu drehen. Da es konstruktiv auf Schwierigkeiten stieß, den Motor für den Drehantrieb direkt auf den beweglichen unteren Maschinenspannkopf zu montieren, wurde dieser, wie die Gesamtanordnung in Abb. 33 zeigt, auf einen Bock in der Maschinennachbarschaft aufgestellt. Sein Drehmoment wurde von einem Riementrieb mit Gewichtsspannrolle auf eine Schnecke *S* (Abb. 32) übertragen, welche ihrerseits das Schneckenrad *R*, das die Düse *D* selbst aufnahm, bewegte. Die Übersetzungsverhältnisse der Riemenscheiben und

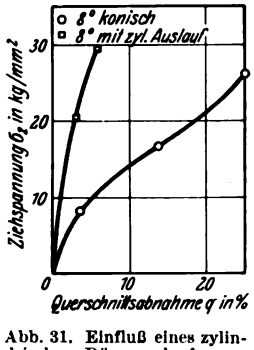


Abb. 31. Einfluß eines zylindrischen Düsenauslaufs von 10 mm Länge.

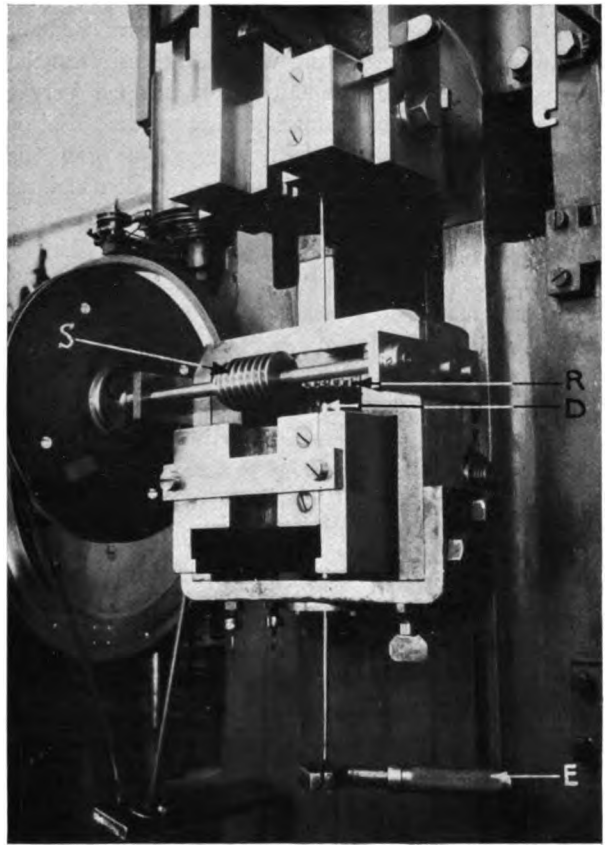


Abb. 32. Düsendrehvorrichtung.

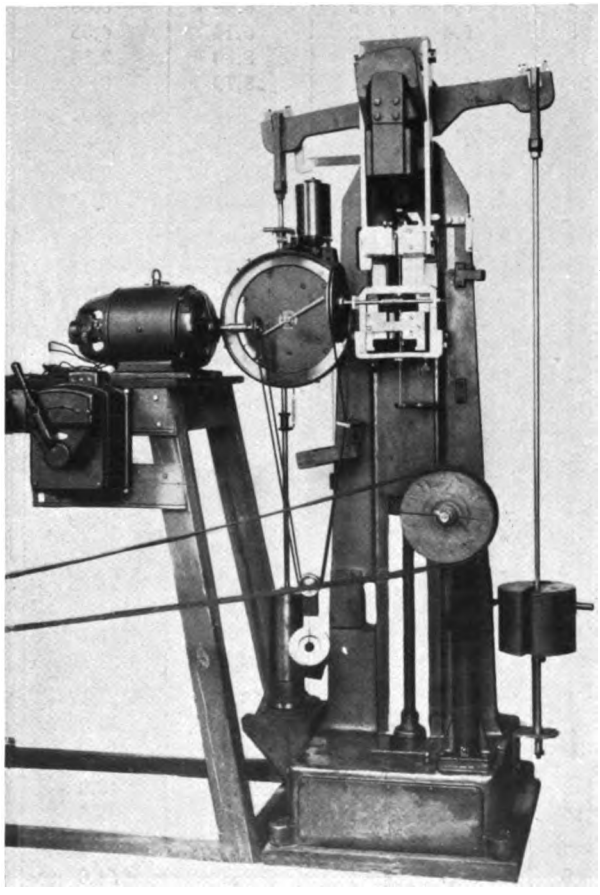


Abb. 33. Gesamte Versuchsanordnung.

Digitized by Google

des Schneckentriebes bei ausgeschaltetem Widerstand ergaben eine Drehzahl der Düse von $n = 15$ U/min. Außerdem konnten noch andere Drehzahlen durch Variation der Motordrehzahl erreicht werden. Abb. 33 zeigt die Gesamteinrichtung während eines Versuches.

Die Versuche konnten mit Erfolg nur bei Verwendung von Elmariddüsen durchgeführt werden. Bei den Stahldüsen erwies sich die Reibung als so groß, daß selbst bei den geringsten Abnahmen und den kleinsten mit unserer Vorrichtung erreichbaren Drehzahlen die Proben bis zum Abscheren tordiert wurden. Um die Torsionsbeanspruchung zu verringern, wurde an das Ende des Drahtes ein verstellbarer Schraubenschlüssel *E* (Abb. 32) festgemacht, der bei beginnender Verwindung sich an den Rahmen der Zerreißmaschine drückte und dadurch die Hälfte des Drehmoments aufnahm, so daß der gefährdete gezogene Teil zwischen Einspannung und Düse nur die halbe Belastung auszuhalten brauchte.

Ein Versuch wurde dann in der Weise durchgeführt, daß von einer Drahtprobe zunächst ohne Drehung der Kraftbedarf σ_z festgestellt wurde. Die Ziehgeschwindigkeit betrug dabei, wie bei allen unseren Versuchen, $v = 0{,}09$ m/min. Dann wurde die Drehvorrichtung stufenweise in Gang gesetzt und auf die höchste Drehzahl von $n = 15$ U/min gebracht, und bei jeder Stufe der Kraftbedarf σ_d kurze Zeit beobachtet. Für die Auswertung wurden jedoch nur die Versuche mit der höchsten Drehzahl (Tafel 7) benutzt, da diese naturgemäß die größten Effekte ergaben. Überschlägliche Berechnungen auf Grund der Ergebnisse mit geringeren Drehzahlen führten praktisch zum gleichen Ergebnis.

Unser nächstes Ziel ist es nun, aus dem bei einer bestimmten Drehgeschwindigkeit eintretenden Abfall der Ziehkraft den Kraftbedarf σ_0 für reibungsfreies Ziehen zu errechnen. Wir benötigen hierzu zunächst die Geschwindigkeit v_d, mit der sich die Kreislinie bewegt, an welcher die Resultierenden aller Reibungskräfte angreifen. Die genaue Verteilung der Reibungskräfte über den Ziehkonus ist von vornherein unbekannt, und wäre auch unter Kenntnis der genauen Spannungsverhältnisse nur schwierig zu errechnen. Da die verschiedenen möglichen Annahmen nur zu geringen Unterschieden führen, haben wir uns bei Voraussetzung eines gleichmäßigen Reibungszustandes damit begnügt, den Abstand der Schwerpunktslinie der wirksamen Ziehkonusfläche als Entfernung der Reibungsresultante von

Tafel 7. Ziehspannung ohne und mit Düsendrehung.

Düsenwinkel α °	Querschnittsabnahme q %	Zahl der Versuche	Ziehspannung ohne Drehung σ_z kg/mm²	Ziehspannung mit Drehung σ_d $n = 15{,}0\ \mathrm{min}^{-1}$ kg/mm²	$r_r = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{d_0^2 + d_1^2}{2}}$ in mm	$v_d = r_r \cdot \omega$ mm/sek	$\cos\beta = \frac{v_z}{\sqrt{v_z^2 + v_d^2}}$	$\frac{\sigma_z - \sigma_d}{1 - \cos\beta}$ kg/mm²	$\sigma_0 = \sigma_z - \frac{\sigma_z - \sigma_d}{1 - \cos\beta}$ kg/mm²
4	6,6	2	4,64	3,08				3,32	1,3
8	6,4	2	5,44	4,55	1,530	2,400	0,530	1,89	3,6
16	6,4	2	8,19	7,16				2,19	6,0
32	6,5	3	8,79	8,19				1,28	7,5
4	11,3	2	8,76	6,43				4,89	3,9
8	11,1	2	8,15	6,91	1,550	2,433	0,524	2,60	5,6
16	11,1	2	11,27	9,95				2,78	8,5
32	11,2	4	13,64	12,38				2,65	11,0
4	14,7	2	10,02	7,64				4,97	5,1
8	14,5	2	9,88	8,43	1,563	2,455	0,521	3,03	6,9
16	14,5	2	13,10	12,09				2,11	11,0
32	14,8	2	16,66	15,71				1,99	14,7
4	19,9	2	16,40	12,30				8,45	8,0
8	19,8	2	14,00	11,92	1,591	2,498	0,515	4,29	9,7
16	19,8	2	18,13	16,87				2,60	15,5
32	20,0	2	22,45	21,35				2,27	20,2
4	26,7	2	24,3	17,77				13,20	10,9
8	26,5	2	18,81	15,71	1,632	2,561	0,505	6,26	12,6
16	26,5	2	21,80	19,99				3,66	18,1
32	26,8	2	27,40	26,20				2,42	25,0
4	35,8	3	31,0	24,38				13,00	18,0
8	35,7	2	25,60	22,50	1,700	2,667	0,490	6,08	19,5
16	35,7	2	27,85	25,10				5,39	22,5
32	36,0	2	33,95	31,80				4,21	29,7
8	43,5	2	38,65	33,17				10,42	28,2
16	43,5	2	37,60	34,20	1,770	2,777	0,475	6,48	31,1
32	43,7	2	42,9	40,9				3,81	39,1
8	51,2	2	49,8	43,9				10,88	38,9
16	51,2	2	45,9	42,5	1,857	2,912	0,457	6,26	39,6
32	51,4	2	48,9	48,0				1,66	47,2
8	58,7	2	61,3	54,0				12,99	48,3
16	58,5	2	57,6	53,0	1,962	3,080	0,437	8,18	49,4
32	58,8	2	60,4	57,4				5,33	55,1

Digitized by Google

der Drahtachse einzusetzen. Dieser Abstand ergibt sich unabhängig vom Düsenwinkel:

$$r_r = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{d_0^2 + d_1^2}{2}}, \qquad (1)$$

worin d_0 der Drahtdurchmesser vor, und d_1 der Durchmesser nach dem Ziehen ist. Die Umfangskomponente v_d (vgl. Abb. 34) der Geschwindigkeit der Reibungskraft wird damit:

$$v_d = r_r \cdot \omega \text{ m/s}. \qquad (2)$$

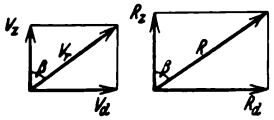


Abb. 34. Geschwindigkeits- und Kräftediagramm bei der Düsendrehung.

Die Werte r_r und v_d sind in Tafel 7 mit eingetragen.

Beim Ziehen mit unbewegter Düse setzt sich der erforderliche Kraftbedarf σ_z aus dem zur Überwindung der Reibung erforderlichen Anteil σ_R und dem für die reine Stoffverformung notwendigen σ_0 zusammen:

$$\sigma_z = \sigma_0 + \sigma_R. \qquad (3)$$

Bei dem Ziehen mit Düsendrehung wirkt die Reibungskraft R in Richtung der resultierenden Geschwindigkeit v_r. Das Kräfte- und Geschwindigkeitsdiagramm in Abb. 34 sind also einander ähnlich, und es verhält sich:

$$\frac{R_z}{R} = \frac{v_z}{v_r}.$$

Zur Vereinfachung der folgenden Rechnung sei eingeführt:

$$\cos\beta = \frac{v_z}{v_r} = \frac{v_z}{\sqrt{v_z^2 + v_d^2}}. \qquad (4)$$

Entsprechend der geometrischen Addition entfällt somit in die Zugrichtung nur der Anteil R_z der Reibung:

$$R_z = R \cdot \cos\beta$$

oder:

$$\sigma_{R_z} = \sigma_R \cdot \cos\beta,$$

worin σ_{R_z} bzw. σ_R die von den Reibungskräften R_z bzw. R herrührenden Anteile der Ziehspannung sind. Der bei dem Ziehen mit Düsendrehung erforderliche Kraftbedarf σ_z' ergibt sich also zu:

$$\sigma_d = \sigma_0 + \sigma_{R_z} = \sigma_0 + \sigma_R \cdot \cos\beta. \qquad (5)$$

Gleichung (5) von Gleichung (3) subtrahiert, ergibt:

$$\sigma_z - \sigma_d = \sigma_R - \sigma_R \cdot \cos\beta,$$

$$\sigma_R = \frac{\sigma_z - \sigma_d}{1 - \cos\beta}. \qquad (6)$$

Setzen wir diesen Wert schließlich in Gleichung (3) ein, so ergibt sich der Kraftbedarf für reibungsfreies Ziehen:

$$\sigma_0 = \sigma_z - \frac{\sigma_z - \sigma_d}{1 - \cos\beta},$$

bzw. mit dem Wert für $\cos\beta$ nach Gleichung (4):

$$\sigma_0 = \sigma_z - \frac{\sigma_z - \sigma_d}{1 - \frac{v_z}{\sqrt{v_z^2 + v_d^2}}}. \qquad (7)$$

In Abb. 35 bis 38 gibt die oberste Kurve für den betr. Düsenwinkel den Kraftbedarf ohne Drehung σ_z, die mittlere den mit Drehung σ_d und die untere den nach vorstehender Rechnung von der Reibung befreiten Kraftbedarf σ_0 an. Der Reibungsanteil ist danach um so größer, je geringer der Düsenwinkel ist. Bei gleichem Düsenwinkel beträgt der Reibungsanteil bei allen Ab-

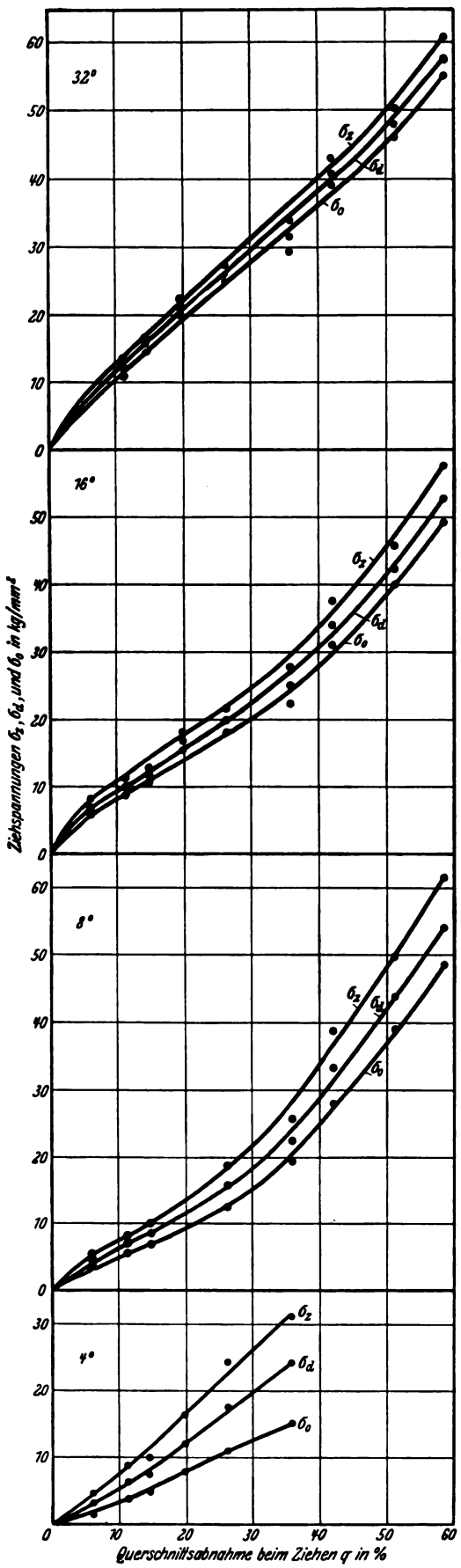


Abb. 35–38. Ziehspannungen ohne (σ_z) und mit Düsendrehung (σ_d), errechnete Ziehspannung (σ_0) für reibungsfreies Ziehen.

Digitized by Google

nahmen etwa den gleichen Bruchteil des gesamten Kraftbedarfs; jedoch zeigt Tafel 7, daß bei sehr kleinen Querschnittsabnahmen der Reibungsanteil etwas größer ist. Abb. 39 zeigt die Kurven des reibungsfreien Kraftbedarfs für alle Düsenwinkel in einem Bilde zusammengestellt. Mit diesen Kurven werden wir uns später noch eingehend befassen.

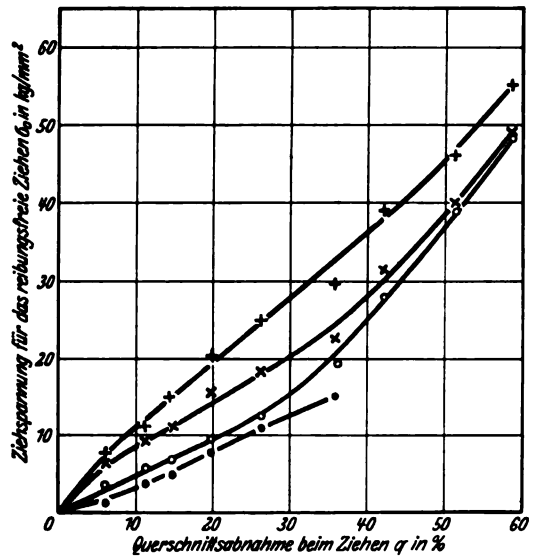


Abb. 39. Ziehspannung für das reibungsfreie Ziehen in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme.
● 4° ○ 8° × 16° + 32°.

2. Mechanik des Drahtziehens.

Eine strenge Theorie des Fließvorganges plastischer Körper, welche mit genügender Annäherung die wirklichen Gesetzmäßigkeiten erfaßt, gibt es bisher nicht. Nur ausnahmsweise lassen sich einfache Fälle ohne willkürliche und dem wirklichen Verhalten widersprechende Annahmen rechnerisch behandeln.

Für das Drahtziehen lassen sich bisher Ansätze nur auf Grund teilweise anfechtbarer Annahmen aufstellen. Nach Sachs[10] läßt sich eine Näherungslösung unter folgenden Annahmen entwickeln (vgl. Abb. 40):

1. Die axial wirkende Zugspannung σ verteilt sich gleichmäßig über jeden Querschnitt des in der Düse befindlichen Drahtvolumens.

2. Der Wanddruck p und die Zugspannung σ sind Hauptspannungen.

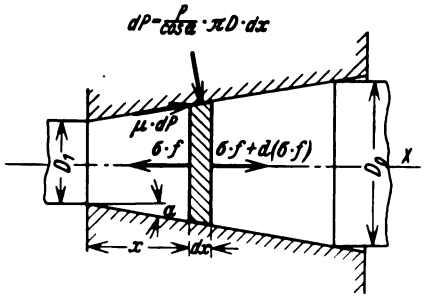


Abb. 40. Schema des Kraftangriffs im Ziehkonus.

Diese beiden Annahmen sind sicher nicht zutreffend. Die Zugspannung σ wird wahrscheinlich in der Mitte des Querschnitts größer sein als am Rande. Hauptspannung ist σ sicher nur in der Drahtachse. An der Düsenwandung ist die eine Hauptspannung die Resultierende aus Wanddruck und Reibungskraft. Diese wirkt also in einem um so größeren zur Achse geneigten Winkel, je steiler die Düse und je größer die Reibungskraft ist. In diesen Fällen werden wir also von vornherein die größten Abweichungen zwischen Rechnung und Wirklichkeit zu erwarten haben.

3. Im fließenden Bereich ist die größte Schubspannung konstant:

$$\sigma + p = k . \tag{8}$$

k ist hier als Fließspannung eingeführt und gleich dem doppelten Wert der größten Schubspannung. Von dem Einfluß einer während des Fließens auftretenden Verfestigung wird also zunächst noch abgesehen. Über die Bedeutung und Größe der Fließspannung k wird später noch eingehend gesprochen werden.

Mit den aus Abb. 40 ersichtlichen Bezeichnungen (μ = Reibungszahl) erhält man zunächst die Gleichgewichtsbedingungen eines Volumenelementes $f \cdot dx$:

$$\left.\begin{aligned} &d(\sigma \cdot f) + dP(\sin\alpha + \mu \cdot \cos\alpha) \\ &= d\left(\frac{\sigma \cdot \pi \cdot D^2}{4}\right) + p \cdot \pi \cdot D \cdot \frac{dx}{\cos\alpha}(\sin\alpha + \mu \cdot \cos\alpha) = 0 . \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Die weitere Ableitung (siehe Sachs[10]) ergibt zunächst:

$$d\left(\frac{\sigma}{k}\right) - \frac{\sigma}{k} \cdot \frac{2\mu \cdot dD}{\operatorname{tg}\alpha \cdot D} + 2\left(1 + \frac{\mu}{\operatorname{tg}\alpha}\right)\frac{dD}{D} = 0 . \tag{10}$$

Durch Integration erhält man schließlich für den von seiner Stoffabhängigkeit befreiten Kraftbedarf σ/k beim Ziehen:

$$\frac{\sigma}{k} = (1 + \beta) \cdot (1 - \xi^{1/\beta}) , \tag{11}$$

worin:

$$\beta = \frac{\operatorname{tg}\alpha}{\mu} \quad \text{und} \quad \xi = \left(\frac{D}{D_0}\right)^2 = \frac{f}{f_0} .$$

In dem schon früher von Siebel[9] unter Zugrundelegung des Energiesatzes aufgestellten Ansatz werden die Reibungskräfte nicht, wie in dem Ansatz von Sachs, als Anteil des Wanddruckes, sondern als Produkt der Fließspannung und der Reibungszahl angenommen. Es ergibt sich daher bei Siebel eine Formel, in welcher nur das durch die äußere Reibung bedingte Glied in etwas anderer Form, als bei Sachs eingeht, nämlich:

$$\frac{\sigma}{k} = (1 + \mu \cdot \operatorname{ctg}\alpha + \mu \cdot \operatorname{tg}\alpha) \cdot \ln\frac{f_0}{f} \tag{12}$$

bzw. als Näherung für kleine α:

$$\frac{\sigma}{k} = \frac{f_0 - f}{f}(1 + \mu \cdot \operatorname{ctg}\alpha) . \tag{13}$$

Für das reibungsfreie Ziehen ($\mu = 0$) ergibt sich sowohl aus (10), als auch aus (12) die bekannte Gleichung:

$$\frac{\sigma}{k} = \ln\frac{f_0}{f} . \tag{14}$$

Für den Vergleich zwischen Versuch und Rechnung wird es verschiedentlich von Vorteil sein, nicht den Kraftbedarf, sondern den Arbeitsbedarf zugrunde zu legen. Bei einem um die Länge l_1 gezogenen Draht vom Querschnitt f_1 ist der Arbeitsbedarf:

$$A = \sigma \cdot f_1 \cdot l_1 . \tag{15}$$

Da bei unseren Vergleichen stets eine bestimmte gezogene Länge betrachtet wird, und der Draht stets den gleichen Querschnitt hat, gilt also alles, was für

Digitized by Google

den Arbeitsbedarf festgestellt wird, auch unverändert für den Kraftbedarf. Die Bedeutung dieser Tatsache liegt darin, daß manche Aussage über den Arbeitsbedarf schon auf Grund einer einfachen Bilanzüberlegung (aufzuwendende Arbeit = verbrauchte Arbeit) möglich ist, während für den Kraftbedarf dieses nicht unmittelbar geschehen kann, sondern erst eine umständlichere Auflösung von Gleichgewichtsbedingungen verlangt.

3. Versuch und Theorie.

a) Reibungsfreier Kraftbedarf.

Zunächst wird die einfachere Aufgabe behandelt, den versuchsmäßigen Kraftbedarf für reibungsfreies Ziehen, wie er in Abschnitt B 1 b festgestellt ist, mit dem theoretischen Verlauf zu vergleichen. Nach Gleichung (14) soll das Verhältnis der Ziehspannung zur Fließspannung eine logarithmische Abhängigkeit vom Querschnittsverhältnis aufweisen, unabhängig vom Werkstoff und den sonstigen Versuchsbedingungen, also insbesondere dem Düsenwinkel.

In der Ableitung dieser Gleichung ist aber zunächst vorausgesetzt, daß die Fließspannung k konstant sei. In Wirklichkeit ist sie dagegen bei jedem Werkstoff während des Ziehvorganges veränderlich; und ein strenger Ansatz hätte diese Verfestigung berücksichtigen müssen, indem k als Funktion des jeweiligen Drahtquerschnittes anzusetzen wäre. Weil eine solche Funktion jedoch im allgemeinen Fall nicht in einfacher Weise mathematisch darzustellen ist, ließe sich eine geschlossene Integration etwa der Gleichung (10) nicht durchführen. Eine numerische Durchrechnung der in Frage kommenden funktionellen Abhängigkeit und der Vergleich mit verschiedenen Näherungslösungen zeigt jedoch, daß man der genauen Lösung auf einige Prozent nahekommt, wenn man k als konstant und als Mittelwert der Fließspannungen über die gesamte Querschnittsänderung in einem bestimmten Falle annimmt.

Dieser Fließwiderstand k bedeutet annahmegemäß die doppelte Schubspannung im fließenden Material. Der wirkliche Wert dieser Größe an jedem Querschnitt innerhalb des Ziehkonus entzieht sich der Feststellung. Wir sind also gezwungen, hierfür eine weitere Annahme zugrunde zu legen.

Eine Vorstellung über den Verfestigungsverlauf in einer Ziehdüse ist von Ludwik[4] entwickelt worden. Er nimmt als grundlegendes Gesetz an, daß eine innerhalb der Ziehdüse vor sich gehende Verformung die gleiche Verfestigung zur Folge hat, wie die gleiche Querschnittsänderung beim Zugversuch. Danach ergibt sich der der Rechnung zugrunde zu legende Fließwiderstand als Mittelwert über den entsprechenden Bereich der Zugkurve. Abb. 41 zeigt daher nochmals die Fließkurve ($\sigma - q$) des Messings für den Zugversuch, sowie die daraus ermittelte Kurve der mittleren Fließwiderstände $k = \sigma_m$. Die Ordinaten dieser Kurve bei bestimmten Querschnittsverminderungen q geben also den Mittelwert der Ordinaten der Fließkurve im Bereich von 0 bis q an:

$$k = \sigma_m = \frac{1}{q} \int_{q=0}^{q=q} \sigma \cdot dq \,. \qquad (16)$$

Unter Zugrundelegung dieser σ_m-Werte ist in Tafel 8 und Abb. 42 für jede Abnahme der Wert σ_0/σ_m gebildet und aufgetragen. Man erkennt beim Vergleich mit der

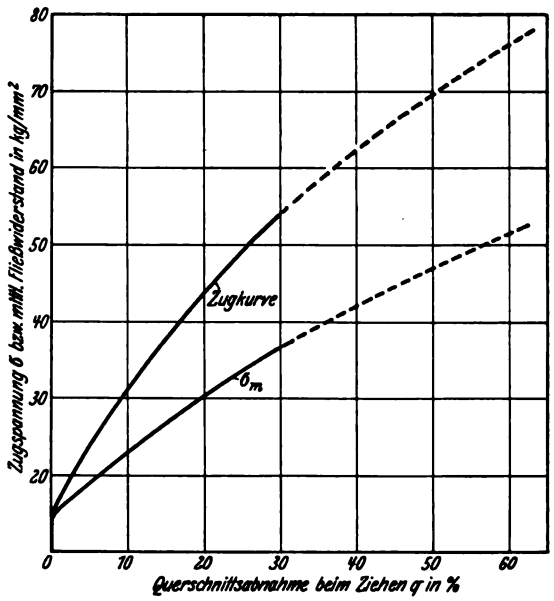


Abb. 41. Zugkurve und mittlerer Fließwiderstand.

ebenfalls in Abb. 42 eingetragenen theoretischen Kurve, daß nur für die 4°-Düse der aus dem Experiment auf diese Weise reduzierte reibungsfreie Kraftbedarf nahezu der Theorie entspricht. Mit zunehmendem Düsenwinkel entfernen sich jedoch die Kurven des reduzierten Kraftbedarfes zunächst ziemlich weit von der theoretischen Kurve. Aber bei hohen Abnahmen nähert sich selbst die Kurve für die 32°-Düse wieder stark der theoretischen Kurve.

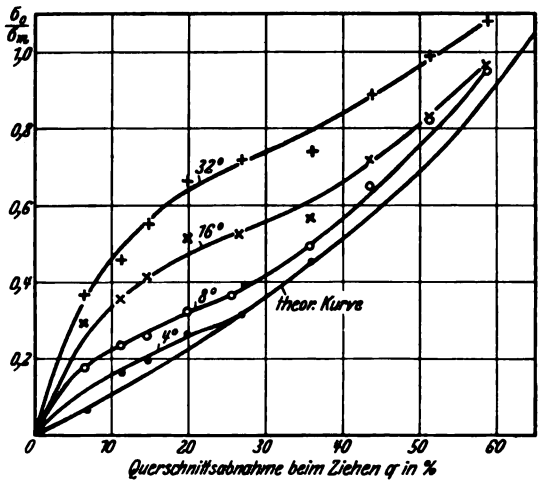


Abb. 42. Verhältnis des reibungsfreien Kraftbedarfs zum mittleren Fließwiderstand (aus der Zugkurve) in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme.

Dieses Ergebnis kommt nicht unerwartet. Wir haben ja im ersten Teil der Arbeit festgestellt, daß die wirkliche Verfestigung beim Drahtziehen in jedem Falle höher ist als beim Zugversuch, und zwar in einem mit dem Düsenwinkel und der Querschnittsabnahme veränderlichen Betrage. Es war daher von vornherein zu erwarten, daß ein aus der Integration der Zugspannungen gebildeter mittlerer Fließwiderstand im allgemeinen zu

Digitized by Google

Tafel 8. Errechnung des reduzierten reibungsfreien Kraftbedarfs.

Düsenwinkel α °	Querschnittsabnahme q %	Ziehspannung für reibungsfreies Ziehen σ_0 kg/mm²	Mittlerer Fließwiderstand aus der Zugkurve σ_m kg/mm²	$\frac{\sigma_0}{\sigma_m}$	Wirksame Querschnittsabnahme q_w %	Fließwiderstand zu q_w σ_{mw} kg/mm²	$\frac{\sigma_0}{\sigma_{mw}}$	Fließwiderstand aus der Streckgrenzenkurve σ'_m kg/mm²	$\frac{\sigma_0}{\sigma'_m}$	Ziehspannung σ_z kg/mm²	$\frac{\sigma_z}{\sigma'_m}$
4	6,6	1,3	20,4	0,0637	10,3	23,3	0,0558	25,6	0,051	5,1	0,199
8	6,4	3,6	20,2	0,178	14,3	26,3	0,137	30,3	0,119	5,8	0,192
16	6,4	6,0	20,2	0,297	15,8	27,5	0,218	31,0	0,194	8,3	0,268
32	6,5	7,5	20,3	0,369	17,4	28,5	0,263	33,2	0,226	9,6	0,291
4	11,3	3,9	24,0	0,163	14,7	26,5	0,147	29,7	0,132	8,2	0,276
8	11,1	5,6	23,9	0,235	18,2	29,2	0,192	34,2	0,164	8,3	0,243
16	11,1	8,5	23,9	0,356	21,3	31,2	0,272	35,7	0,238	11,4	0,320
32	11,2	11,0	24,0	0,458	23,4	32,6	0,338	38,0	0,290	14,2	0,374
4	14,7	5,1	26,5	0,193	17,8	29,0	0,176	32,2	0,158	10,6	0,330
8	14,5	6,9	26,5	0,260	20,8	31,0	0,223	36,4	0,190	10,3	0,283
16	14,5	11,0	26,5	0,415	24,5	33,3	0,330	38,5	0,286	13,8	0,358
32	14,8	14,7	26,7	0,551	27,1	35,0	0,420	41,0	0,358	17,4	0,425
4	19,9	8,0	30,3	0,264	22,7	32,1	0,249	35,5	0,226	16,0	0,450
8	19,8	9,7	30,2	0,321	25,0	33,6	0,289	39,3	0,247	14,4	0,366
16	19,8	15,5	30,2	0,513	28,5	35,7	0,433	41,8	0,371	17,8	0,426
32	20,0	20,2	30,5	0,662	32,0	37,7	0,535	44,3	0,456	22,1	0,499
4	26,7	10,9	34,6	0,315	29,0	36,0	0,303	39,3	0,277	23,4	0,595
8	26,5	12,6	34,5	0,365	30,5	37,0	0,340	42,6	0,296	19,5	0,457
16	26,5	18,1	34,5	0,524	33,5	38,5	0,471	45,3	0,399	22,2	0,490
32	26,8	25,0	34,7	0,720	37,7	40,9	0,611	48,0	0,521	28,0	0,584
4	35,8	18,0	39,8	0,453	37,1	40,5	0,444	43,9	0,410	35,2	0,802
8	35,7	19,5	39,7	0,492	38,0	41,0	0,475	46,7	0,418	27,2	0,582
16	35,7	22,5	39,7	0,567	40,0	42,0	0,536	49,2	0,457	28,5	0,579
32	36,0	29,7	40,0	0,740	44,3	44,2	0,673	51,9	0,573	34,2	0,660
8	43,5	28,2	43,4	0,650	45,0	44,6	0,638	49,9	0,565	38,5	0,787
16	43,5	31,1	43,4	0,720	46,3	45,2	0,688	52,3	0,594	37,6	0,720
32	43,7	39,1	44,0	0,890	49,3	46,6	0,838	54,8	0,713	42,5	0,776
8	51,2	38,9	47,5	0,820	51,8	47,8	0,813	52,6	0,739	49,3	0,937
16	51,2	39,6	47,5	0,833	53,0	48,3	0,819	55,0	0,721	46,6	0,847
32	51,4	47,2	47,6	0,990	55,0	49,3	0,956	57,4	0,821	51,1	0,891
8	58,7	48,3	50,9	0,950	58,7	50,5	0,955	55,3	0,875	63,6	1,150
16	58,5	49,4	50,8	0,970	59,3	51,2	0,966	57,3	0,863	61,2	1,070
32	58,8	55,1	50,9	1,08	61,5	52,1	1,055	59,5	0,927	62,1	1,045

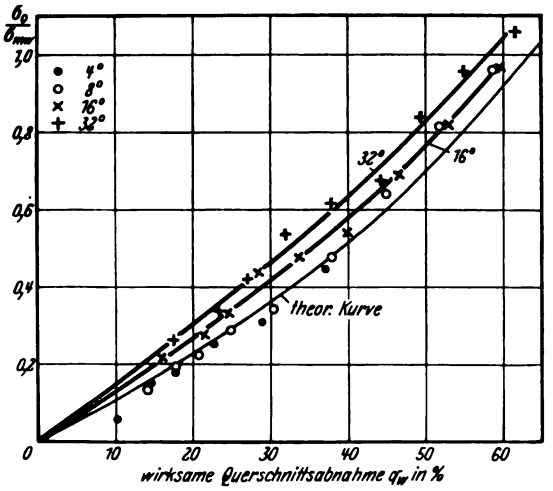


Abb. 43. Verhältnis des reibungsfreien Kraftbedarfs zum mittleren Fließwiderstand (bezogen auf die wirksame Querschnittsabnahme q_w) in Abhängigkeit von q_w.

geringe k-Werte liefert. Die Unterschiede des reduzierten experimentellen Kraftbedarfs vom theoretischen zeigen nach Lage und Größe einen durchaus gleichartigen Verlauf, wie etwa die Unterschiede der Streckgrenze gezogener Drähte in Abb. 3 gegenüber denen gedehnter, d. h. gegenüber der Zugkurve. In bezug auf die Eigenschaften konnten wir in Abschnitt A 2c dieser zusätzlichen Verfestigung dadurch Rechnung tragen, daß wir statt der wirklichen eine wirksame Querschnittsabnahme q_w einführten. Wollen wir in gleichartiger Weise die Wirkung der zusätzlichen Verfestigung auf den Arbeitsbedarf, und damit auch auf den Kraftbedarf beim Ziehen erfassen, so müssen wir unter Zugrundelegung der wirksamen Querschnittsabnahme sowohl den Kraftbedarf (Ordinate) durch einen entsprechend größeren Fließwiderstand σ_{mw} reduzieren, als auch die Abszisse von der wirklichen Querschnittsabnahme auf die wirksame verlegen. Denn eine höhere Verfestigung σ kann nur auf dem entsprechend längeren Wege l erzielt werden, und in den Arbeitsbedarf $A = \int \sigma \cdot f \cdot dl$ gehen sowohl der Fließwiderstand als auch der Verformungsweg ein.

Die Einführung der wirksamen Querschnittsabnahme für die tatsächliche bringt nun, wie Abb. 43 und Tafel 8 zeigt, in der Tat die experimentellen Werte für den reibungsfreien Kraftbedarf der theoretischen logarithmischen Kurve wesentlich näher. Immerhin bleibt auch jetzt noch ein Bruchteil der ursprünglichen Abweichung

Digitized by Google

erhalten. Die Kraftbedarfswerte der 4°-Drähte liegen bei höheren Abnahmen sogar etwas unter der theoretischen Kurve*.

Die oben entwickelte Vorstellung wird also der Ungleichmäßigkeit des Materialflusses in der Ziehdüse noch nicht vollständig gerecht. Die Ursache hierfür sehen wir darin, daß der Ersatz der tatsächlichen durch die wirksame Querschnittsabnahme lediglich den Endzustand der Verfestigung im Drahte berücksichtigt. Die wirksame Querschnittsabnahme stellt dann den Weg dar, auf dem bei einem Zugversuch dieser Verfestigungswert erreicht wird. In Wirklichkeit kann aber eine bestimmte Verfestigung auf verschiedenen Wegen erreicht werden. Der Weg beim Zugversuch ist dadurch ausgezeichnet, daß er den kürzesten aller möglichen Wege darstellt und damit den geringsten Arbeitsbedarf von allen Möglichkeiten liefert. Tatsächlich ist nun aber der Verformungsvorgang der einzelnen Körperelemente keineswegs eine einfache Längung wie beim Zugversuch; und auch der Verfestigungsverlauf in der Ziehdüse ist vermutlich ein ganz anderer als beim Zugversuch. Dies bedeutet aber, daß der Arbeitsbedarf beim Ziehen noch größer sein muß, als er sich bei Zugrundelegung der wirksamen Querschnittsverminderung ergibt. In welchem Maße das der Fall ist, entzieht sich allerdings der genauen Feststellung.

Einen Anhalt hierfür liefert uns jedoch die in Abschnitt A 1 und Abb. 3 festgestellte Tatsache, daß das Ziehen gegenüber dem Zugversuch zunächst sehr starke zusätzliche Verfestigungen hervorruft, die aber dann allmählich abklingen. Nimmt man nun an, daß der Verfestigungsverlauf eines Drahtquerschnittes während dessen Durchgang durch den Ziehkonus bei einem genügend großen Stich über alle durch unsere Versuche ermittelten Festigkeitsstadien entsprechend kleinerer Stufen vor sich geht, so erscheint es durchaus gerechtfertigt, statt der Zugkurve die Streckgrenzen in Abb. 3 der Errechnung der mittleren Fließwiderstände zugrunde zu legen. Durch dieses Verfahren werden, wie Abb. 44 zeigt, die Werte der Fließwiderstände um einen weiteren Betrag erhöht. In Abb. 45 ist nun der Kraftbedarf mit den in Abb. 44 gebrachten Werten σ'_m reduziert und die Abszisse wiederum auf die wirksame Querschnittsabnahme q_w verlegt worden. Dieses Rechnungsverfahren stellt also eine Korrekturmöglichkeit dar, die durchaus in den Ergebnissen der Versuche verankert ist.

Wie Abb. 45 zeigt, bringt die soeben beschriebene Reduktion des Kraftbedarfs durch die Mittelwerte der tatsächlichen Verfestigung beim Ziehen in der Tat die experimentellen Werte den theoretischen ganz nahe. Es ist also damit ein Weg gefunden, den Einfluß des ungleichmäßigen Materialflusses in der Ziehdüse auf den Kraftbedarf weitgehend zu erfassen.

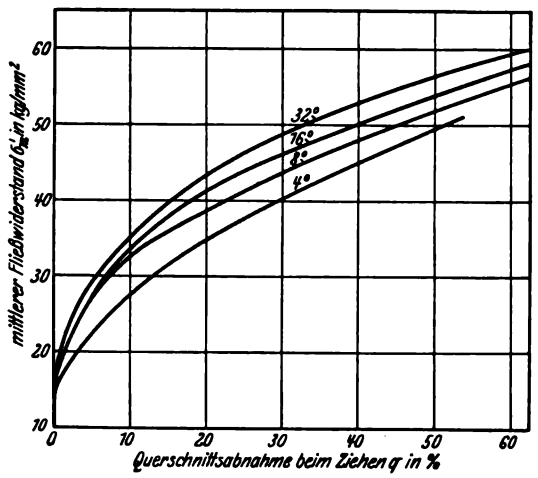


Abb. 44. Mittlerer Fließwiderstand aus der wahren Verfestigung.

Darüber hinaus liefert die auf diese Weise erzielte Übereinstimmung zwischen Versuch und Rechnung den Beweis, daß den theoretischen Betrachtungen über den Kräftezustand in der Ziehdüse eine gewisse Berechtigung nicht abzusprechen ist.

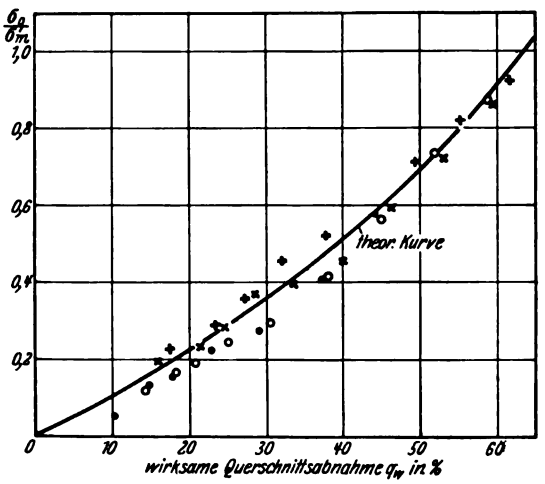


Abb. 45. Verhältnis des reibungsfreien Kraftbedarfs zum mittleren Fließwiderstand aus den Streckgrenzenkurven in Abhängigkeit von der wirksamen Querschnittsabnahme.

b) Vollständiger Kraftbedarf.

Es bleibt nun schließlich nur noch die Prüfung übrig, inwieweit der Gesamtkraftbedarf des gewöhnlichen reibungsbehafteten Ziehens sich einer theoretischen Vorstellung einordnet.

Zunächst bietet der oben (Abschn. B 1b) aus den Drehversuchen experimentell ermittelte reibungsfreie Kraftbedarf σ_0 unabhängig von irgendeiner Theorie die Möglichkeit, die Größe des Reibungsbeiwertes μ in folgender Weise überschläglich zu berechnen:

Die Resultierenden der Wanddrücke und Reibungskräfte greifen innerhalb des Ziehkonus an einer Ringlinie des Drahtes an. Da dieser Kraftangriff rotationssymmetrisch erfolgt, genügt es für die Ermittlung des Kräfteplans, entsprechend Abb. 46, einen Sektor des

* Es ist auffallend, daß der reduzierte Kraftbedarf im vorliegenden Falle teilweise unter den theoretischen sinkt, denn irgendwelche Abweichungen von dem der Theorie zugrunde gelegten einfachsten Fall könnten nur Erhöhungen des Kraftbedarfs zur Folge haben. Berücksichtigt man jedoch die verschiedenen unsicheren Annahmen, welche gemacht werden mußten, um überhaupt das vorliegende Ergebnis zu erhalten, so kann diese ziemlich geringe Abweichung nicht verwundern. Es ist insbesondere möglich, daß durch die Torsionsbeanspruchung bei der Düsendrehung das Fließen in der Ziehrichtung eine Erleichterung erfährt, die über die Wirkung der herausgenommenen Reibung hinausgeht.

Digitized by Google

durch die Ebene der Ringlinie gelegten Querschnittes zu betrachten. Die Resultierenden ΔW der tangential im Draht wirkenden Kräfte sind mit den in die Schnittebene fallenden Komponenten des Wanddruckes und der Reibungskraft im Gleichgewicht. Der durch die Drahtachse gelegte senkrechte Schnitt des Sektors (Abb. 46)

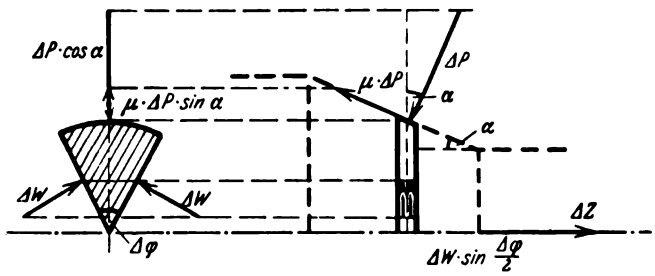


Abb. 46. Kraftangriff auf ein Querschnittselement des Drahtes.

ergibt den für diese Ebene gültigen Kräfteplan (Abb. 47). Die Komponenten der tangentialen Druckkräfte ΔW stehen senkrecht zur Drahtachse und sind daher auf die Größe von ΔZ ohne Einfluß. Die Gleichgewichtsbedingung in Richtung der Ziehkraft lautet also:

$$\Delta Z = \Delta P \cdot \sin\alpha + \mu \cdot \Delta P \cdot \cos\alpha .$$

Diese Beziehung gilt in gleicher Weise für den gesamten Querschnitt und lautet dann einfach:

$$Z = P \cdot \sin\alpha + \mu \cdot P \cdot \cos\alpha .$$

Um das Ergebnis der Ziehversuche mit Düsendrehung und den daraus ermittelten Kraftbedarf des reibungsfreien Ziehens für die Errechnung des Reibungsbeiwertes μ verwenden zu können, muß noch die Annahme gemacht werden, daß der Wanddruck im Falle des reibungsfreien Ziehens gleich dem Wanddruck P bei dem mit Reibung behafteten Ziehen ist. Ohne eine genaue Analyse des ganzen Vorganges, die hier jedoch zu weit führen würde, läßt sich der Fehler dieser Annahme nicht bestimmen. Sicher ist, daß er um so weniger ins Gewicht fallen wird, je größer bei gleichen Abnahmen der Ziehwinkel ist, und je größer bei gleichen Ziehwinkeln die Abnahmen sind, da in beiden Fällen der Anteil des für die Reibung erforderlichen Teilbetrages am Gesamtkraftbedarf sinkt.

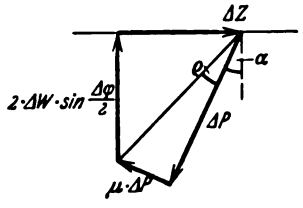


Abb. 47. Kräfteplan zur Berechnung des Reibungsbeiwertes μ.

Der versuchsmäßig ermittelte reibungsfreie Kraftbedarf Z_0 beträgt dann:

$$Z_0 = Z - \mu \cdot P \cdot \cos\alpha , \qquad (18)$$

woraus sich, da ja auch der Gesamtkraftbedarf Z bestimmt wurde, der Wanddruck P ergibt:

$$P = \frac{Z - Z_0}{\mu \cdot \cos\alpha} . \qquad (19)$$

Gleichung (19) in Gleichung (17) eingesetzt führt schließlich zu:

$$Z = \frac{Z - Z_0}{\mu} \cdot \operatorname{tg}\alpha + Z - Z_0 ,$$

$$\mu = \frac{Z - Z_0}{Z_0} \cdot \operatorname{tg}\alpha . \qquad (20)$$

Die auf diese Weise errechneten Werte des Reibungsbeiwertes μ bringt Tafel 9. Das Ergebnis spricht für die Zulässigkeit der angewandten Näherungsrechnung. Die ermittelten μ-Werte zeigen hinsichtlich des Düsenwinkels keine Abhängigkeit. Lediglich mit zunehmender Stichgröße ist eine geringe systematische Abnahme der errechneten Werte vorhanden. Scheidet man wegen der geringeren Zuverlässigkeit die beiden schwächsten Querschnittsabnahmen (6,5 und 11%) von der Mittelwertsbildung aus, so ergibt sich für den Reibungsbeiwert ein mittlerer Wert von:

$$\mu = 0{,}06 .$$

Tafel 9. Errechnung des Reibungsbeiwertes μ aus den Ziehversuchen mit Düsendrehung.

Düsenwinkel α °	Querschnittsabnahme q %	Ziehspannung für reibungsfreies Ziehen σ_0 kg/mm²	Ziehkraft für reibungsfreies Ziehen $Z_0 = \sigma_0 \cdot f_1$ kg	Gesamte Ziehkraft Z kg	$Z - Z_0$	$\frac{Z - Z_0}{Z_0}$	Reibungsbeiwert $\mu = \frac{Z - Z_0}{Z_0} \cdot \operatorname{tg}\alpha$
4	6,6	1,3	9,2	32,8	23,6	2,56	0,18
8	6,4	3,6	25,5	38,5	13,0	0,509	0,08
16	6,4	6,0	42,5	58,0	15,5	0,365	0,11
32	6,5	7,5	52,9	62,0	9,1	0,172	0,09
4	11,3	3,9	27,6	62,0	34,4	1,245	0,09
8	11,1	5,6	39,7	57,8	18,1	0,456	0,07
16	11,1	8,5	60,3	79,8	19,5	0,323	0,10
32	11,2	11,0	77,6	96,4	18,8	0,242	0,13
4	14,7	5,1	36,1	71,0	34,9	0,966	0,07
8	14,5	6,9	48,9	70,0	21,1	0,431	0,07
16	14,5	11,0	78,0	92,8	14,8	0,1898	0,06
32	14,8	14,7	103,8	117,8	14,0	0,135	0,07
4	19,9	8,0	56,6	116,0	59,4	1,048	0,07
8	19,8	9,7	68,8	99,3	30,5	0,443	0,07
16	19,8	15,5	110,0	128,5	18,5	0,168	0,05
32	20,0	20,2	142,5	158,8	16,3	0,1148	0,06
4	26,7	10,9	77,3	172,0	94,7	1,291	0,09
8	26,5	12,6	89,4	133,3	43,9	0,491	0,08
16	26,5	18,1	128,4	154,5	24,1	0,188	0,06
32	26,8	25,0	176,5	193,3	16,8	0,0952	0,05
4	35,8	18,0	127,5	219,7	92,2	0,723	0,05
8	35,7	19,5	138,3	181,5	43,2	0,312	0,05
16	35,7	22,5	159,5	197,5	38,0	0,2381	0,07
32	36,0	29,7	209,8	239,8	30,0	0,1431	0,08
8	43,5	28,2	200,1	274,0	73,9	0,369	0,06
16	43,5	31,1	220,6	266,3	45,7	0,207	0,06
32	43,7	39,1	276,0	302,8	26,8	0,0971	0,05
8	51,2	38,9	276,0	352,3	76,3	0,276	0,05
16	51,2	39,6	281,0	325,0	44,0	0,157	0,05
32	51,4	47,2	333,0	354,8	21,8	0,0654	0,04
8	58,7	48,3	338,0	430,0	92,0	0,272	0,05
16	58,5	49,4	348,0	406,5	58,5	0,168	0,05
32	58,8	55,1	385,0	423,5	38,5	0,100	0,05

Unter Benutzung dieses Wertes von μ ist nun entsprechend den oben gebrachten Gleichungen (11) und (12) von Sachs und von Siebel die Abhängigkeit des Gesamtkraftbedarfes von der Stichgröße errechnet und in Abb. 48 bzw. Abb. 49 in ihrem Verlaufe dargestellt worden. Ferner sind in Abb. 48 und 49 diesen theoretischen Kurven die Punkte der experimentell gefundenen Kraftbedarfswerte gegenübergestellt, und zwar

Digitized by Google

nachdem diese gemäß den im vorigen Abschnitt gewonnenen Richtlinien auf die mittleren Fließwiderstände σ'_m bezogen und in ihren Abszissenwerten von den tatsächlichen auf die wirksamen Querschnittsabnahmen verlegt wurden. Die Errechnung dieser Werte bringt Tafel 8.

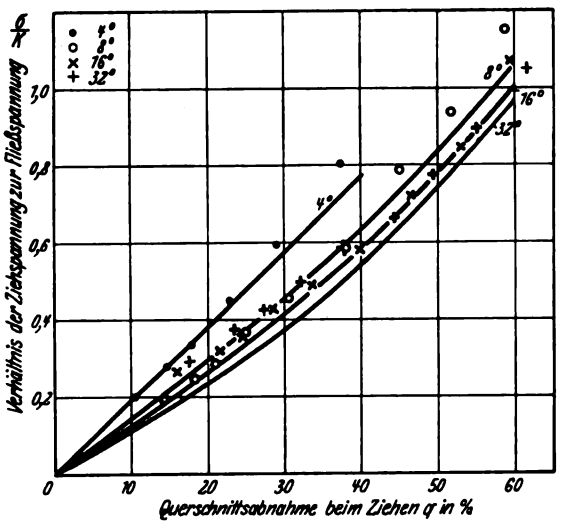


Abb. 48. Verhältnis der Ziehspannung zur Fließspannung in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme (nach Sachs).

Aus Abb. 48 und 49 geht hervor, daß der experimentell ermittelte und nach dem oben beschriebenen Verfahren rechnerisch reduzierte Kraftbedarf sowohl durch die Gleichung von Sachs als auch von Siebel ziemlich gut erfaßt ist. Die Abweichungen bei kleinen Abnahmen und großen Winkeln wurden schon beim reibungsfreien Ziehen im vorigen Abschnitt als Resteinfluß des ungleichmäßigen Materialflusses gedeutet,

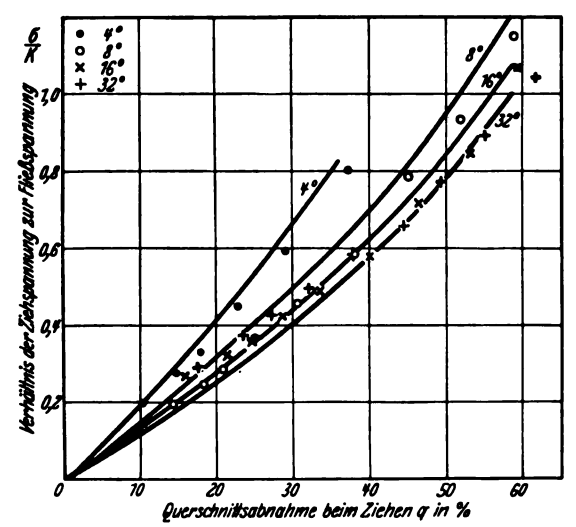


Abb. 49. Verhältnis der Ziehspannung zur Fließspannung in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme (nach Siebel).

für dessen Beseitigung das angewandte Reduktionsverfahren hier offenbar noch nicht voll genügt. Im Gebiet höherer Abnahmen läßt sich über eine Überlegenheit der einen oder anderen Theorie keine Aussage machen, insbesondere, wenn man berücksichtigt, daß sich die Lage der berechneten Kurven schon bei geringeren Änderungen von μ erheblich verschieben kann.

Es wurde schon oben (Abschn. B 1b) erwähnt, daß es mit der vorliegenden Versuchsapparatur nicht möglich war, bei Drehung der Stahldüsen noch einen einwandfreien Ziehvorgang zu erhalten. Die Torsionsbeanspruchung des Drahtes war infolge der großen Reibung so stark, daß die Drähte abgeschoren wurden. Die wenig verschiedenen Eigenschaften durch Stahldüsen und durch Elmariddüsen gezogener Drähte lassen aber den Schluß zu, daß der Verformungsanteil des Kraftbedarfs in beiden Fällen wenig verschieden ist. Der Mehrbedarf bei Stahldüsen dürfte also hauptsächlich dem Mehrbedarf an Reibungskraft entsprechen. Die Kraftbedarfskurven in Abb. 30 verlaufen jedoch zu ungleichmäßig, als daß eine einwandfreie Analyse, die sich auf den Verlauf der Ziehspannungen für reibungsfreies Ziehen in Abb. 39 stützen müßte, aussichtsreich erschiene. Man kann jedoch ganz roh schätzen, daß der Reibungsbeiwert für Stahldüsen auf Messingdraht ungefähr doppelt so groß ist, wie bei Elmariddüsen, d. h. etwa 0,1.

Schlußbemerkungen.

Durch die vorliegende Arbeit ist ein gewisser Einblick in den Fließvorgang beim Ziehen und die dadurch bewirkten Eigenschaftsänderungen erreicht worden. Einer Vervollständigung bedarf sie allerdings noch besonders hinsichtlich des Verhaltens von vornherein hartgezogener Drähte und hinsichtlich der Wirkung mehrerer aufeinanderfolgender Stiche. Jedoch kann man schon aus den verstreuten Angaben in der Literatur schließen, daß hierdurch die wesentlichen Erkenntnisse der Arbeit kaum eingeschränkt werden.

Was den Kraftbedarf anbetrifft, so ergibt sich hier die Begründung für die Wahl von Ziehdüsen mit bestimmten Ziehwinkeln, die der Praxis schon lange bekannt sind, darin, daß dann der geringste Kraftbedarf erforderlich ist. Mit zunehmender Querschnittsabnahme wird dieser günstige Ziehwinkel größer. Auf diesen Umstand dürfte die Verwendung von Ziehdüsen mit einem sich mehr als konisch aufweitenden Ziehkanal zurückzuführen sein, welche bei wechselnden Abnahmen stets einen günstigen Ziehwinkel liefern sollen. Diese Forderung dürfte sich heute wohl erübrigen, da man in der Regel in bestimmten Maschinensätzen mit festen Abnahmen arbeiten wird. Die Größe der günstigen Ziehwinkel ist abhängig von den Reibungsverhältnissen zwischen Werkstoff und Werkzeug. Bei kleiner Reibung kann auch der Ziehwinkel kleiner sein. Daher werden für das Ziehen von Stahldraht kleinere Ziehwinkel als für Messingdraht empfohlen. Bei Verwendung von Elmariddüsen kommt man auch mit kleineren Winkeln als bei Stahldüsen aus. Weiterhin kann man aus der Arbeit den Schluß ziehen, daß ein Werkstoff unter geeigneten Arbeitsbedingungen sehr große Abnahmen zuläßt. Die praktische Anwendung großer Stiche, die eine Forderung der Wirtschaftlichkeit ist, setzt jedoch die Existenz von Ziehmaschinen voraus, deren Kräfteverhältnisse entsprechend durchgearbeitet sind, und von Anspitzvorrichtungen, welche eine möglichst kräftige Anspitzung liefern.

Vom Standpunkte der Eigenschaften aus sind in jedem Falle möglichst kleine Ziehwinkel und möglichst

Digitized by Google

große Abnahmen anzustreben. Hierdurch wird die Ungleichmäßigkeit des Materialflusses gering, deren Folgen stets unerwünscht sind: Reckspannungen, Überziehen usw. Weniger plastischer Werkstoff wird darin besonders empfindlich sein.

Die Anforderungen an die Ziehdüse sind also andere, je nachdem ob der Kraftbedarf oder die Eigenschaften ausschlaggebend sind. Wo im Einzelfalle das Optimum der Wirtschaftlichkeit liegt, kann nur auf Grund besonderer Versuche übersehen werden.

Zusammenfassung.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Kaltziehen von weichem Messingdraht (Ms 63) bei langsamer Ziehgeschwindigkeit. Es werden die maßgebenden Faktoren verfolgt, die den Kraftbedarf und die Eigenschaften eines in einem Zuge gezogenen Drahtes beeinflussen, insbesondere Querschnittsabnahme, Ziehkonuswinkel und Ziehkonusmaterial.

Ferner wurde durch eine besondere Versuchsanordnung der Anteil der äußeren Reibung am Gesamtkraftbedarf bestimmt. Der verbleibende Restbetrag kann mit Hilfe der im ersten Teil gebrachten Eigenschaften gezogener Drähte im zweiten Teil rechnungsmäßig als Verformungsanteil des Kraftbedarfes festgelegt werden. Als Schmiermittel wurde Rüböl verwendet.

Die Dehnungskurven der gezogenen Drähte in Abhängigkeit von der auf den Ursprungsquerschnitt bezogenen Querschnittsabnahme zeigen gegenüber reiner Zugreckung eine zusätzliche Verfestigung. Die Unterschiede sind bei kleinen Abnahmen und steilen Winkeln besonders groß. Dementsprechend sind die Streckgrenzen und Zugfestigkeiten gezogener Drähte größer, die Dehnungen und gleichmäßigen Querschnittsverminderungen kleiner als die der um den gleichen Verformungsbetrag gedehnten. Die gezogenen Drähte weisen die gleichen Kombinationen aus Festigkeits- und Dehnungswerten auf, wie Zugstäbe, welche um einen entsprechend größeren Verformungsbetrag gereckt sind. Infolgedessen kann die tatsächliche Verfestigung durch die Verformung q (wirkliche Querschnittsverminderung) durch eine gedachte Verformung q_w (wirksame Querschnittsverminderung) beschrieben werden, welche die gleiche Verfestigung durch Zug bewirkt hätte. Für diese Reduktion dient der Verlauf der Streckgrenzen.

Die Einschnürungen der gezogenen Drähte liegen bis auf die durch die 4°-Düse gezogenen Proben unterhalb der durch Zugreckung verfestigten Proben. Die 4°-Drähte zeigen zum Teil höhere Werte. Dies kann als eine Zunahme des Formänderungsvermögens durch Ziehen gedeutet werden. Die gegenüber Zugreckung zusätzliche Verfestigung der gezogenen Drähte wird durch die Feststellung entsprechend starker Randverfestigung zwanglos auf einen ungleichmäßigen Materialfluß zurückgeführt. Dieses über den Querschnittszonen verschiedenartige Fließen verursacht in den gezogenen Drähten Reckspannungen, deren Nachweis sowohl durch Abhobeln einer Drahthälfte als auch durch die Quecksilberprobe gelingt. Das erste Verfahren zeigt Größtwerte der Längsspannungen bei etwa 20% Abnahme, also dort, wo die zusätzliche Verfestigung und der prozentuale Festigkeitsunterschied der Kern- und Mantelzonen Größtwerte hat. Die Aufreißerscheinungen bei der Quecksilberprobe sind infolgedessen bei diesen Abnahmen am stärksten. Querrisse, welche Längsspannungen entsprechen, treten jedoch nur bei kleinen Abnahmen auf. Längsrisse bei großen Abnahmen weisen darauf hin, daß dort die nicht unmittelbar bestimmbaren Querspannungen größer sind als die Längsspannungen. Zwischen diesen beiden Grenzfällen treten Spiralrisse verschiedener Neigung auf.

Alle im ersten Teil beschriebenen Eigenschaften lassen erkennen, daß der Fließvorgang bei kleinen bis mittleren Abnahmen und steilen Düsenwinkeln besonders ungleichmäßig ist, dagegen bei großen Abnahmen und schlanken Winkeln ähnlicher dem idealen Fließvorgang beim Zugversuch verläuft.

Hinsichtlich des verwendeten Düsenmaterials ist kein Einfluß auf die Festigkeitseigenschaften der Drähte festgestellt. Lediglich das Gefüge scheint bei einer größeren Wandreibung dahin beeinflußt zu werden, daß die Kristallanordnung in den Randschichten im Sinne einer Ablenkung aus der Fasertextur verändert wird.

Der zweite Teil bringt die Ergebnisse der Kraftmessungen bei den Ziehversuchen. Es zeigen sich Mindestwerte des Kraftbedarfs, die sich von kleineren Abnahmen bei schlanken Düsenwinkeln zu größeren bei steilen Winkeln verschieben. Dieser Verlauf kann mit Hilfe der versuchsmäßig gelungenen Trennung von Reibungs- und Verformungsanteil als Wirkung von deren Überlagerung näher gedeutet werden. Es wird gezeigt, daß keine der bestehenden Theorien des Ziehvorganges den Einfluß des ungleichmäßigen Materialflusses zu berücksichtigen in der Lage ist, da sie auf den idealen Fließvorgängen beim Zugversuch fußen. Die Gegenüberstellung des theoretischen und des experimentell ermittelten Kraftbedarfs für das reibungsfreie Ziehen zeigt ein ähnliches Bild, wie die Gegenüberstellung der Eigenschaften gedehnter und gezogener Drähte. Es wird daher, von diesen Eigenschaften ausgehend, eine Reduktion des versuchsmäßigen reibungsfreien Kraftanteils derart vorgenommen, daß nach Einführung eines aus dem Streckgrenzenverlauf gemittelten Fließwiderstandes als Materialbeiwert und der oben beschriebenen wirksamen Querschnittsabnahme eine Deckung zwischen Theorie und Experiment erzielt wird.

Der Reibungsbeiwert läßt sich aus Ziehversuchen mit Düsendrehung auf Grund einfacher Annahmen bestimmen; er ergibt sich für das Ziehen von Messing mit Elmariddüsen für alle Düsenwinkel und Abnahmen zu rund 0,06, mit Stahldüsen zu schätzungsweise 0,1.

Die Übertragung der beim reibungsfreien Ziehen entwickelten Reduktionsmethode auf den versuchsmäßig ermittelten Gesamtkraftbedarf führt unter Zugrundelegung des Reibungsbeiwertes von 0,06 zu einer angenäherten Übereinstimmung der theoretischen Ansätze mit den Versuchsergebnissen.

Digitized by Google

Anhang.

1. Versuche an weichem Stahldraht.

Um die Frage zu prüfen, inwieweit die in vorstehender Arbeit für das Ziehen von Messingdraht gewonnenen Ergebnisse auch für andere Materialien zutreffen, wurden von H. Winter mit der gleichen Apparatur einige ergänzende Versuche an niedrig gekohltem Stahldraht (Schweißdraht mit 0,04% C*) durchgeführt. Die in gleicher Weise wie bei Messing auf die Ausgangsdurchmesser vorgezogenen Drähte wurden vor den Versuchszügen bei 930° C 15 Min. ausgeglüht und sehr langsam abgekühlt. Die Ergebnisse von Zugversuchen und Kraftbedarfsmessungen sind in Tafel 10 und Abb. 50 bis 56 zusammengestellt.

Tafel 10. Festigkeit σ_B, Dehnung δ_{10}, Streckgrenze σ_s, Einschnürung ψ und Ziehspannung σ_z in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme. (Stahldraht, Elmariddüsen).

Düsenwinkel α	Querschnittsabnahme q	Festigkeit σ_B	Dehnung δ_{10}	Streckgrenze σ_s	Einschnürung ψ	Ziehspannung Z/f_1 σ_z
°	%	kg/mm²	%	kg/mm²	%	kg/mm²
—	0	34,5	43,1	21,0	72,7	—
4	2,55	36,0	39,5	28,0	73,0	2,32
8	2,54	36,7	36,4	29,5	70,1	4,05
16	2,09	37,3	37,4	31,0	71,7	6,88
32	1,31	37,3	36,5	28,5	71,2	6,65
4	5,54	37,5	36,7	33,7	72,4	5,64
8	5,98	38,2	28,5	35,0	71,3	6,60
16	5,53	39,3	28,5	38,0	71,3	9,80
32	4,93	40,2	26,7	38,0	70,5	11,41
4	14,5	41,3	22,2	40,0	69,4	10,72
8	14,5	42,5	12,0	43,0	68,7	11,2
16	14,5	45,1	8,6	45,8	68,6	15,4
32	14,4	47,7	8,6	48,0	66,7	20,6
4	26,2	47,7	11,9	48,2	65,9	22,0
8	26,0	48,5	8,9	49,0	65,5	19,6
16	26,3	50,3	7,2	50,8	63,2	23,1
32	26,5	52,7	6,7	53,4	62,0	29,9
4	35,4	50,8	9,9	52,4	64,2	31,6
8	35,4	51,3	7,5	52,4	64,0	27,5
16	35,5	53,2	8,2	54,0	63,0	29,3
32	36,5	55,0	6,9	56,0	60,0	36,2
4	43,8	53,7	9,9	55,0	61,5	42,0
8	43,8	54,3	7,9	55,0	63,0	36,2
16	43,8	55,2	7,8	56,5	62,0	36,6
32	45,0	57,5	7,5	58,5	58,5	42,8
4	51,9	56,2	6,7	57,0	58,9	52,3
8	52,0	57,0	6,6	57,7	58,7	46,4
16	52,0	57,4	7,8	58,8	58,8	45,8
32	53,1	59,0	6,8	60,7	56,3	51,7

In Abb. 50 sind zunächst die aus Zugversuchen ermittelten Festigkeitseigenschaften der gezogenen Drähte dargestellt. Die Werte des weichen Stahls verlaufen sinngemäß nicht sehr verschieden von denen der untersuchten Messingdrähte (Ms 63). Hierdurch wird ein Vergleich der Ergebnisse unserer Versuche an Stahl und Messing auch ohne genauere Auswertung ermöglicht. Der aus Abb. 50 ersichtliche Umstand, daß der Stahl bei kleinen Abnahmen einen größeren Fließwiderstand aufweist als Messing, fällt dabei kaum ins Gewicht.

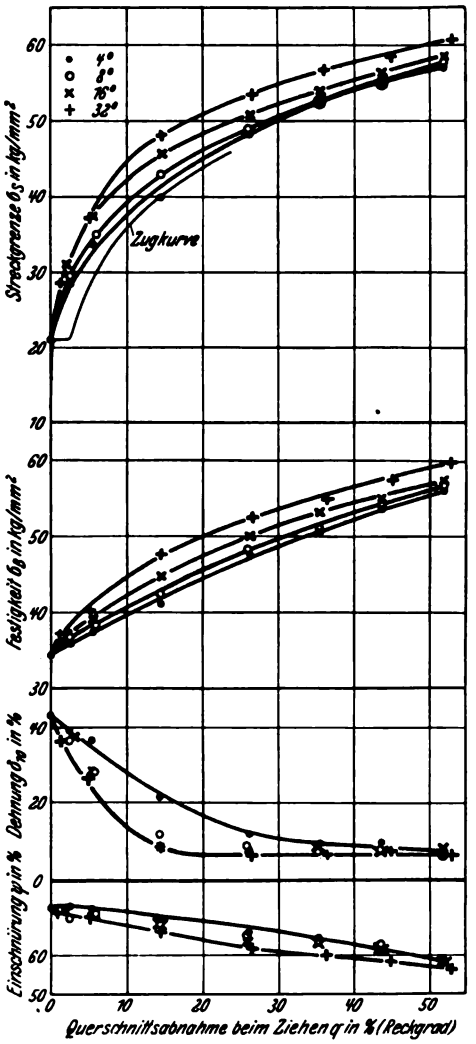


Abb. 50. Festigkeitseigenschaften gezogener Stahldrähte in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme (Elmariddüsen).

Abb. 51 bis 54 bringt die Dehnungskurven gezogener Drähte und die Zugkurve des Ausgangsmaterials, wobei die Abszissen, wie in Abb. 6 bis 9 für Messing, auf den Ausgangsquerschnitt bezogen sind. Es zeigt sich wieder das gleiche Bild wie bei Messing, nämlich eine zusätzliche Verfestigung der gezogenen Drähte gegenüber dem Zugversuch, deren Betrag bei kleinen Abnahmen und großen Winkeln besonders hoch ist.

Abb. 55 zeigt die Abhängigkeit der Ziehspannungen vom Düsenwinkel. Der Ziehwinkel geringsten Kraftbedarfs ändert sich hier von kleinsten Düsenwinkeln bei geringen Abnahmen bis zu etwa 16° bei den höchsten Abnahmen (52%). Gegenüber Messing erscheint dieser günstige Ziehwinkel etwas zu kleineren Abnahmen verschoben.

Der Verlauf der Ziehspannungen über der Querschnittsabnahme in Abb. 56 zeigt ebenfalls grundsätzlich das gleiche Bild wie bei Messing. Auch hier beginnen die 4°-Drähte mit den geringsten und die 32°-Drähte mit den höchsten Ziehspannungen. Bei höheren Ab-

* Das Material wurde von der Firma Kjellberg Elektroden G. m. b. H., Berlin, in Form von Stangen, 5 mm Dmr., bezogen.

Digitized by Google

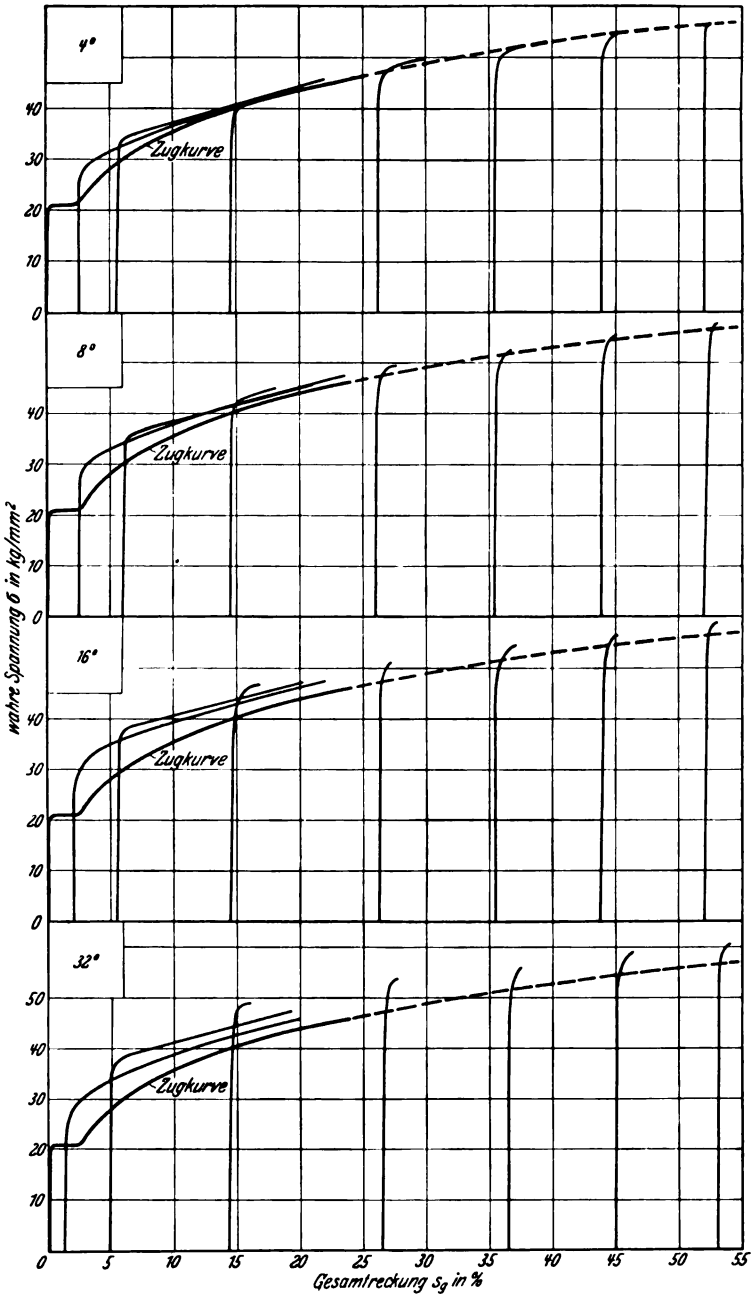


Abb. 51—54. Dehnungskurven gezogener Stahldrähte (Elmariddüsen).

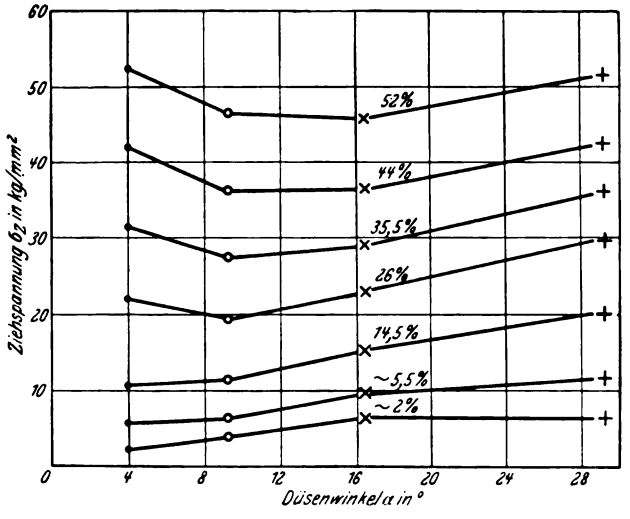


Abb. 55. Ziehspannungen in Abhängigkeit vom Düsenwinkel (Stahldraht, Elmariddüsen).

nahmen steigen dann die Ziehspannungen schlanker Winkel über alle anderen Werte hinaus, während die durch die steilste Düse gezogenen Drähte den geringsten Werten zustreben. Im Bereich der geringen und mittleren Abnahmen läßt der gegenüber Messing erheblich größere Unterschied der Ziehspannungen auf einen noch ungleichmäßigeren Materialfluß als bei Messing schließen. Bei höheren Abnahmen weichen anderseits die Ziehspannungen der durch schlanke Düsen gezogenen Drähte nicht so stark von denen

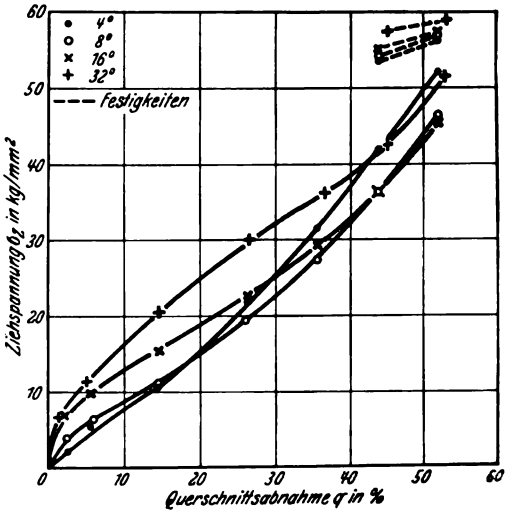


Abb. 56. Ziehspannungen in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme (Stahldraht, Elmariddüsen).

steiler Düsen ab, wie dies bei Messing der Fall ist. Man kann hieraus auch ohne eingehendere Rechnung schließen, daß der Reibungswert zwischen Stahl auf Elmarid kleiner ist als er für Messing auf Elmarid ermittelt wurde, schätzungsweise $^2/_3$ ($\sim$0,04).

Das weitgehend gleichartige Verhalten von Messing und Stahl läßt den Schluß zu, daß die in unserer Arbeit aufgedeckten Gesetzmäßigkeiten für jeden Werkstoff in geglühtem Ausgangszustand Gültigkeit haben. Wie weit sie auf vorgezogene Drähte anwendbar sind, muß weiteren Untersuchungen vorbehalten bleiben.

2. Versuche an hartem Messingdraht.

Einen gewissen Einblick in das Verhalten vorgezogener Drähte geben uns einige Vorversuche an Messingdrähten, die vom Anlieferungszustand ohne Zwischenglühung auf die Ausgangsdurchmesser vorgezogen und dann mit den Versuchsdüsen weitergezogen wurden. Hierbei kamen Stahldüsen zur Verwendung. Diese Ziehversuche gelangen einwandfrei nur mit den Düsen von 2° bis 15,5°. Bei der Düse mit 33° Wandneigung erfolgte bei den Versuchen im Ziehkonus keine spanlose Umformung, sondern der überstehende Querschnittsring wurde von den Kanten der Ziehdüse einfach abgeschoren.

Die in Tafel 11 als Mittelwerte aus 3 Versuchen dargestellten Festigkeiten der Ausgangsdrähte nehmen mit

Digitized by Google

Tafel 11. Festigkeiten und Ziehspannungen der hartgezogenen Messingdrähte (Stahldüsen).

Drahtdurchmesser vor dem Versuchszug d_0	Festigkeit vor dem Versuchszug σ_{B_0}	Düsenwinkel α 2°			Düsenwinkel α 4°			Düsenwinkel α 8°			Düsenwinkel α 15,5°		
		Durchmesser nach dem Zug d_1	Ziehspannung σ_z	Festigkeit nach dem Zug σ_{B_1}	Durchmesser nach dem Zug d_1	Ziehspannung σ_z	Festigkeit nach dem Zug σ_{B_1}	Durchmesser nach dem Zug d_1	Ziehspannung σ_z	Festigkeit nach dem Zug σ_{B_1}	Durchmesser nach dem Zug d_1	Ziehspannung σ_z	Festigkeit nach dem Zug σ_{B_1}
mm	kg/mm²	mm	kg/mm²	kg/mm²	mm	kg/mm²	kg/mm²	mm	kg/mm²	kg/mm²	mm	kg/mm²	kg/mm²
4,99	51,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
4,31	61,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
4,04	66,8	—	—	—	—	—	—	—	—	—	3,03	(80,9*)	—
3,79	69,7	—	—	—	—	—	—	3,04	74,2	81,7	3,05	67,6	81,3
3,53	72,8	—	—	—	—	—	—	3,05	55,0	81,3	3,06	53,2	81,4
3,29	75,7	2,97	73,3	82,4	2,99	65,1	82,5	3,05	38,2	81,6	3,07	34,8	81,3
3,11	77,2	3,00	44,8	81,0	3,00	38,4	81,3	3,06	24,7	80,6	3,08	22,6	79,9

fallendem Durchmesser entsprechend dem wachsenden Ziehgrad von 51,0 auf 77,2 kg/mm² zu.

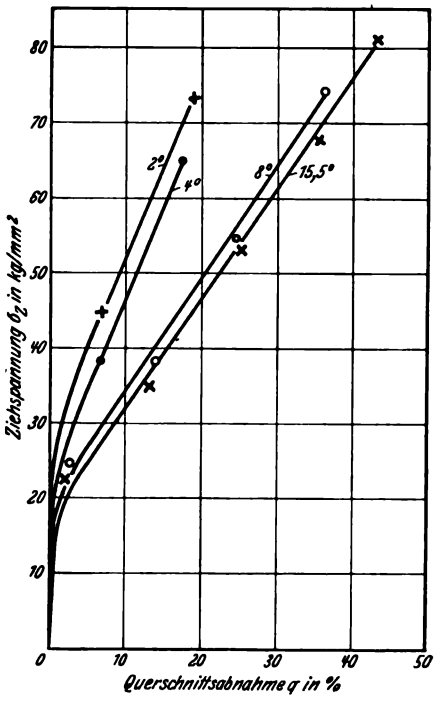


Abb. 57. Ziehspannungen in Abhängigkeit von der Querschnittsabnahme bei hartem Messingdraht (Stahldüsen).

Die ebenfalls in Tafel 11 gebrachten Festigkeiten der gezogenen Drähte wurden praktisch konstant zu rund 81 ± 1 kg/mm² festgestellt (Mittelwert aus zwei Versuchen). Dies entspricht ihrem insgesamt gleichen Ziehgrad. Auffällig ist es aber, daß im Gegensatz zu den geglühten Drähten Ziehgrad und Düsenwinkel der Versuchszüge ohne Einfluß sind. Bemerkenswert ist anderseits der verhältnismäßig große Sprung der Festigkeit beim Ziehen mit der kleinsten Abnahme von rund 5% (von 77 auf 81 kg/mm²).

Der Verlauf der Ziehspannungen in Abb. 57 und Tafel 11 (Mittelwert aus 2 Versuchen) unterscheidet sich grundsätzlich von dem bei den geglühten Stoffen dadurch, daß die Kurven für die einzelnen Düsenwinkel sich nicht überschneiden, sondern durchweg um so niedriger laufen, je größer der Düsenwinkel ist. Nach den Ausführungen in Abschnitt B 1 entspricht dies dem reinen Einfluß der Reibung, so daß danach der Anteil des Verformungswiderstandes am Kraftbedarf für alle Düsenwinkel wenig verschieden sein muß. Dies könnte sowohl darauf beruhen, daß die Ungleichmäßigkeit des Materialflusses gering ist, als auch darauf, daß sie groß aber wenig abhängig vom Düsenwinkel ist. Zu vermuten ist, daß hier beim harten Draht der letztere Fall vorliegt. Denn eine Berechnung des reduzierten Kraftbedarfs — d. h. der Ziehspannung, dividiert durch den unter Zugrundelegung der Festigkeiten ermittelten mittleren Fließwiderstand — ergibt auffallend hohe Werte, die erheblich über denen für den geglühten Messingdraht liegen. Auch der oben erwähnte Sprung in der Festigkeit spricht für diese Auffassung. Auffällig bleibt im Gegensatz zum weichen Draht die geringe Abhängigkeit vom Düsenwinkel. Ein Vergleich zwischen Ziehen und Zugversuch ist dann aber auch nicht in der einfachen Weise möglich, wie beim geglühten Material.

* Gerissen.

Kraftbedarf und Fließvorgänge beim Stangenpressen.

Einleitung.

Für die Umformung der Metalle vom Guß zum Halbfabrikat hat das Stangenpressen bei höheren Temperaturen auf der Strangpresse in den letzten Jahrzehnten steigende Bedeutung gewonnen. Trotz seiner heutigen weiten Verbreitung in der Nichteisenmetallindustrie hat das Verfahren jedoch in die Literatur der mechanischen Technologie bisher kaum Eingang gefunden. Auch in der Fachliteratur finden sich noch keine systematischen Untersuchungen, welche ein geschlossenes Bild über die das Strangpressen beeinflussenden Faktoren ergeben.

Die zurzeit vorliegenden Untersuchungen von Schweißguth[1], Doerinckel und Trockels[2],

[1] P. H. Schweißguth: Der Vorgang des Fließens im gepreßten Messingblock beim hydraulischen Spritzen von Stangen. Z. V. d. I. Bd. 62, S. 281—286. 1918; Schmieden und Pressen. Berlin 1923.

[2] F. Doerinckel und J. Trockels: Fließvorgänge im Messingblock beim Stangenpressen. Z. Metallkunde Bd. 13, S. 466—473. 1921.

Digitized by Google

Genders[3, 4], Schmidt[5] und Unckel[6] beschäftigen sich fast ausschließlich damit, einen Aufschluß über den Fließvorgang beim Stangenpressen zu gewinnen. Dabei ist entweder so vorgegangen worden, daß ein teilweise herausgepreßter Block nachträglich der Länge nach aufgeschnitten und geätzt wurde, wobei die Fließbewegung an der Verformung der Kristalle erkennbar ist, oder besser derart, daß ein aus Schichten verschiedenen Materials zusammengesetzter Block verpreßt und aufgeschnitten wurde. Es interessierte besonders die eigentümliche Erscheinung, daß bei Messing die Außenschicht des Blockes an einer Stelle stark gestaucht wird und allmählich in den Kern wandert, wodurch gegen Ende des Preßvorganges unganze Stellen in der gepreßten Stange entstehen. Eigentümlicherweise zeigen aber z. B. die von Unckel[6] wiedergegebenen Aufnahmen sowohl bei Messing als auch Aluminium diese Erscheinungen nicht in dem von den anderen Forschern beobachteten Maße.

Umfangreiche Versuche an geschichteten Körpern von Blei und keramischen Massen bei Raumtemperatur sind schon von Tresca[7] und Obermayer[8] ausgeführt worden. Diese Versuche zeigen im allgemeinen einen wesentlich gleichmäßigeren Verlauf der Fließvorgänge als die Warmpreßversuche. Versuche von Unckel[6] an Plastilin stehen in Übereinstimmung mit denen von Tresca.

Messungen des Kraftbedarfes unter praktischen Verhältnissen finden sich nur gelegentlich in den angeführten Arbeiten ohne nähere Angabe der Bedingungen. Allein Portevin[9] bringt kurz eine an Hand von Versuchen auf einer besonders konstruierten Laboratoriumspresse gewonnene Formel für den Kraftbedarf, welche die Querschnittsabnahme, Querschnittsgestalt, Blocklänge, Düsenform, sowie die Reibung berücksichtigt. In die Formel geht auch der Widerstand des Materials ein, der durch einen Druckversuch ermittelt werden soll.

Die bisherigen Versuche reichen somit noch keineswegs aus, um ein klares Bild von den Fließvorgängen und dem Kraftverlauf beim Stangenpressen zu gewinnen. — Die vorliegende Arbeit bezweckt daher, dieses Bild in einigen Punkten zu erweitern. Bei dem Umfange und der Undurchsichtigkeit des Fragenkomplexes war es natürlich nur möglich, einen kleinen Ausschnitt daraus zu behandeln. Und zwar ergab sich die Gliederung der Arbeit daraus, daß versucht worden ist, die für den Kraftbedarf und den Fließverlauf in erster Linie maßgebenden Faktoren zu erkennen und ihre Wirkung wenigstens in groben Zügen zu erfassen.

Hierzu erschien es zunächst notwendig, dem Problem in möglichst einfachen Laboratoriumsversuchen nachzugehen. Der erste Teil der Arbeit beschäftigt sich daher einmal mit der Feststellung des Kraftbedarfes beim Kaltpressen in einer Apparatur kleinen Ausmaßes unter verschiedenen Bedingungen. Anschließend wurde durch ein besonderes „Netzteilungsverfahren" die Geometrie der Fließvorgänge untersucht.

Auf die Untersuchung der Vorgänge beim Warmpressen in kleinem Maßstabe im Laboratorium wurde verzichtet, da die Wärmeableitung der Apparatur, — auch bei deren Beheizung —, den in der Praxis herrschenden Verhältnissen nicht entsprechend gestaltet werden kann.

Im zweiten Teile der Arbeit wird dann von Versuchen über Warmpressen berichtet, die durch großzügiges Entgegenkommen der Hirsch, Kupfer- und Messingwerke A.-G., Finow/Mark, ermöglicht wurden*. Durch diese Versuche wurde festgestellt, wieweit die laboratoriumsmäßig gewonnenen Erkenntnisse hinsichtlich des Kraftbedarfs und der Fließvorgänge im praktischen Betriebe eine Bestätigung erfuhren bzw. sich Abweichungen zeigten. Ferner wurden auch das Gefüge und die Härte von Stangen, die unter verschiedenen Bedingungen verpreßt waren, näher untersucht.

Ein dritter Teil der Arbeit bringt noch die Entwicklung einer Formel für den Kraftbedarf beim Stangenpressen, sowie den Versuch, den Kraftbedarf mit dem aus Stauchversuchen ermittelten Fließwiderstand in Zusammenhang zu bringen.

A. Laboratoriumsversuche über Kaltpressen.

1. Versuchsdurchführung und Werkstoffe.

Die Untersuchungen der Kaltpreßvorgänge wurden sämtlich mit der in Abb. 1 schematisch wiedergegebenen Preßvorrichtung durchgeführt. Diese ist einer von

[3] R. Genders: The extrusion defect. J. Inst. Metals Bd. 26, S. 237—259. 1921, II. — The extrusion defect in brass rods extruded from a multiple die. J. Inst. Metals Bd. 29, S. 279—283. 1923, I.

[4] R. Genders: The extrusion of brass rod by the inverted process. J. Inst. Metals Bd. 32, S. 313—323. 1924, II.

[5] W. Schmidt: Das Pressen von Stangen aus Elektronmetall. Z. Metallkunde Bd. 19, S. 378—384. 1927.

[6] H. Unckel: Über die Fließbewegung in plastischem Material. Berlin: Julius Springer 1928. — Einiges über die Fließbewegung beim Pressen von Stangen und Rohren sowie beim Ziehen. Z. Metallkunde Bd. 20, S. 323—330. 1928.

[7] H. Tresca: Sur l'écoulement des corps solides soumis à de fortes pressions. Comptes Rendus 59, S. 754—758. 1864, II; 64, S. 809—812. 1867, I. — Mémoire sur l'écoulement des corps solides. Mém. Sav. Ac. Sc. Bd. 18, S. 733 bis 799. 1868; Bd. 20, S. 75—135. 1872. — Complément au mémoire sur l'écoulement des corps solides. Mém. Sav. Ac. Sc. Bd. 20, S. 281—286. 1872.

[8] A. v. Obermayer: Versuche über den Ausfluß plastischen Tones. Sitzungsber. Wien. Ak. Bd. 58, II, S. 737—755. 1868. — Ein Beitrag zur Kenntnis zähflüssiger Körper. Sitzungsber. Wien Ak. Bd. 75, I. S. 665—678. 1877. — Versuche über den Ausfluß fester Körper, insbesondere des Eises unter hohem Druck. Sitzungsber. Wien. Ak. Bd. 113, S. 511—566. 1904.

[9] A. Portevin: Les essais à chaud des métaux et alliages par compression et par filage. Rev. Mét. Bd. 26, S. 435—443. 1929.

* Die Versuche wurden im laufenden Betriebe durchgeführt, der weitgehend darauf Rücksicht nahm. Wir sind hierfür besonders Herrn Dir. Dr.-Ing. M. Tama, sowie den Herren M. Löwenstein und M. Meyerbach zu Dank verpflichtet. Die Durchführung der Versuche ging durch die wertvolle Unterstützung von Herrn Betriebsleiter O. Henning, der uns mit Rat und Tat zur Seite stand, sowie durch die freundliche Mitarbeit des an den Versuchen beteiligten Personals sehr schnell und mit großer Präzision vonstatten. Für die Herstellung einer größeren Zahl von Schliffen und die Durchführung von einigen Härtemessungen haben wir dem Leiter der Materialprüfungsanstalt Herrn Dr.-Ing. A. Schimmel zu danken.

Digitized by Google

Kurnakow und Zemczuzny[10] für Fließdruckmessungen an Metallen und Salzen benutzten Apparatur nachgebaut. Der Rezipient *A* und die Matrize *M* werden durch den

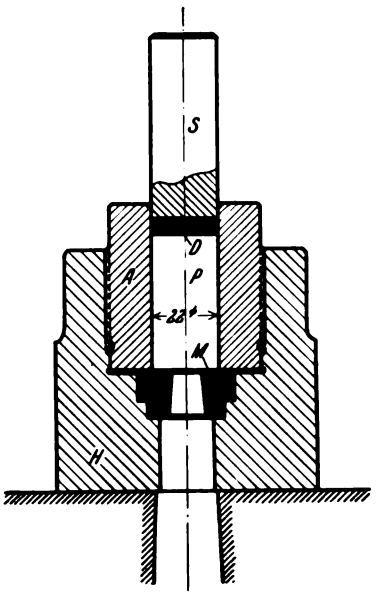


Abb. 1. Schematische Skizze einer Vorrichtung für Preßversuche. *S* = Stempel, *A* = Aufnehmer, *M* = Matrize, *H* = Mantelkörper, *P* = Probeblock, *D* = Druckplatte.

Mantelkörper *H* zusammengehalten. Der Rezipient besaß für die meisten Versuche eine lichte Weite von 22 mm, in einigen auch einen lichten Durchmesser von 11 mm und eine Länge von 50 mm. Es kamen Matrizen verschiedenen Durchmessers und verschiedener Profile zur Verwendung, die bei den betreffenden Versuchen noch beschrieben werden. Stempel und Rezipient waren mit geringem Spiel ineinander eingeschliffen (Edelpassung: Schiebesitz*). Vor den Stempel konnten Druckplatten *D* verschiedener Form gesetzt werden. Rezipienten und Stempel bestanden aus hochwertigem gehärteten Werkzeugstahl. Für einzelne Versuche kamen auch Matrizen aus ungehärtetem Flußstahl zur Verwendung.

Die Versuche selbst wurden entsprechend Abb. 2 auf einer hydraulischen Pohlmeyer-Universalmaschine von 50 t Höchstlast durchgeführt. Sie konnte mittels Feinregulierventil auf eine gleichmäßige Geschwindigkeit eingestellt werden. Mit Hilfe einer selbstentworfenen elektrischen Zeitsignalvorrichtung, — in Abb. 2 rechts neben der Maschine sichtbar, — die nach Wunsch alle 5, 10, 15, 30, 60 oder 300 Sekunden ein Signal gab, und einer Skala mit Millimeterteilung und Nonius wurde die Geschwindigkeit der Maschine eingestellt. Eichversuche ergaben, daß diese im Leerlauf und bei Belastung praktisch gleich blieb. Ferner wurde zur Kontrolle die Höhe des Preßrestes ausgemessen und mit Hilfe der reinen Preßzeit die Preßgeschwindigkeit berechnet. Der Probeblock wurde in den Rezipienten gelegt und die Preßvorrichtung auf ein Rohr gesetzt, das die ausfließende Stange aufnahm**. Das Schaubild des Preßvorganges wurde aus den Ablesungen des Kraftanzeigers der Maschine in den durch die Zeitsignalvorrichtung angegebenen Zeitabschnitten konstruiert. Abb. 3 und ff. lassen die kennzeichnende Gestalt des Kraftdiagramms bei unseren Versuchen erkennen, die der aus der Praxis her für das Warmpressen bekannten sehr ähnlich sieht (vgl. Schweißguth[1]).

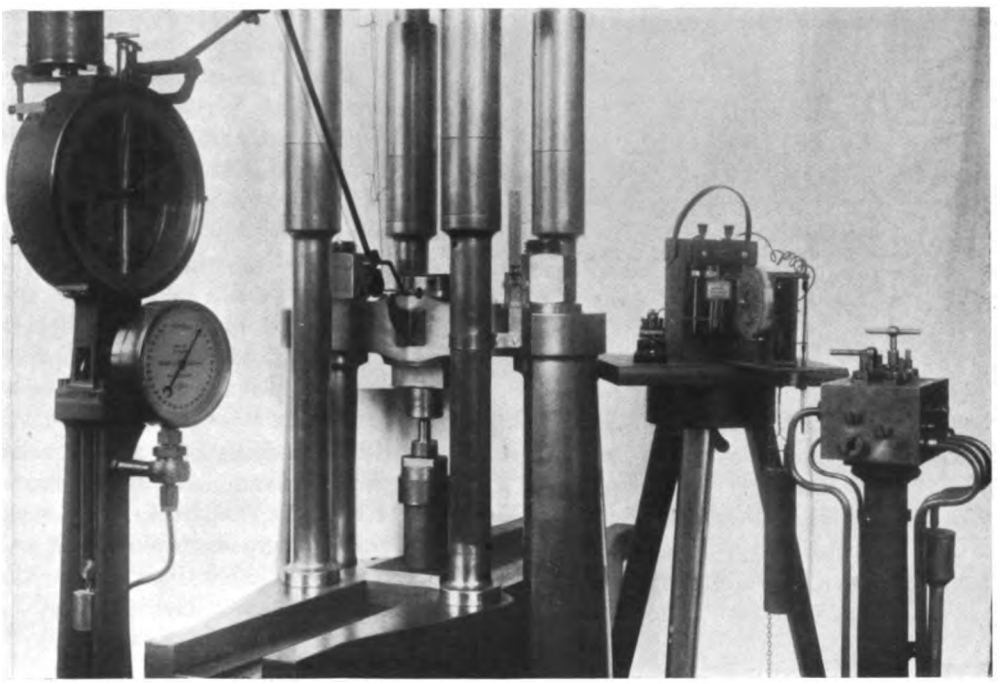


Abb. 2. Versuchseinrichtung für Preßversuche.

[10] N. Kurnakow und S. Zemczuzny: Elektrische Leitfähigkeit und Fließdruck isomorpher Gemische des Bleies mit Indium und Thallium. Z. anorg. Chem. Bd. 64, S. 149—183. 1909. — Fließdruck und Härte plastischer Körper. Jahrb. Rad. Bd. 11, S. 1—66. 1914.

* Die Preßvorrichtung wurde von Herrn Mechanikermeister Lütge, Berlin-Dahlem, geliefert, die genau geschliffenen Rezipienten, Stempel und Matrizen von der Firma Hinz & Martin, Berlin-Schöneberg.

** Interessant ist es, daß ein dünner Preßdraht sich im Rohr auf der Bodenplatte selbsttätig zu einem Ring aufwickelte.

Digitized by Google

Der Druck steigt anfänglich stark an, erreicht ein Maximum, wenn das Material aus der Matrize auszufließen beginnt. Entsprechend der infolge der abnehmenden Blocklänge ständig abnehmenden Reibung an den Wänden des Rezipienten sinkt der Kraftbedarf dann ständig. Er erreicht einen Mindestwert, wenn der Block nahezu vollständig verpreßt ist und unter Trichterbildung und Zusammenziehung des ausfließenden Stangenendes (s. Abschnitt A 3 b) den Rezipienten verläßt. Da die geringe Blockmaterialschicht, die noch zwischen Stempel und Matrize verbleibt, nicht restlos ausgepreßt werden kann, steigt darauf der Preßdruck wieder steil an.

Je nach dem verwendeten Stoffe (Blei und Zinn) und den Preßbedingungen zeigen sich geringe Unterschiede. Die Abweichungen gleichartiger Versuche bewegten sich im allgemeinen um $\pm$ 5%. Bei der Wiederholung von Versuchsreihen ist die Übereinstimmung im allgemeinen weniger gut, da meist geringe Abweichungen in den Versuchsbedingungen nicht zu vermeiden sind.

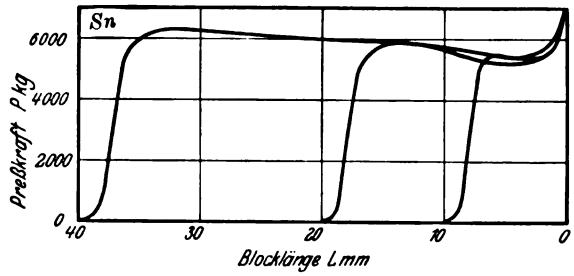


Abb. 3. D = 22 mm, d = 11 mm, v = 0,1 mm/s.

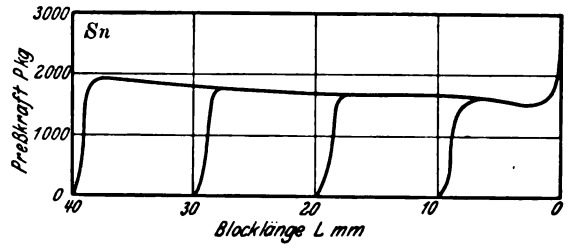


Abb. 4. D = 12 mm, d = 6 mm, v = 0,1 mm/s.

Abb. 3 und 4. Einfluß der Blocklänge auf den Kraftverlauf beim Pressen von Zinn.
(D = Rezipientendurchmesser, d = Matrizendurchmesser, v = Stempelgeschwindigkeit.)

Als Probenmaterial wurde reines Blei (Saxoniablei) und Zinn (Straitszinn) gewählt, das in Stangen von 22 mm Durchmesser angeliefert wurde*.

Die Versuchsblöcke wurden von der Stange abgestochen und auf Maß abgedreht. Um möglichst gleichmäßige Eigenschaften zu erhalten, wurden sie darauf eine halbe Stunde in siedendem Wasser angelassen.

2. Versuche über den Kraftbedarf.

a) Einfluß der Blocklänge und der Matrizenlänge.

Zunächst wurde festgestellt, welchen Einfluß die Länge des Blockes auf den Verlauf des Kraftbedarfes hat. Hierzu wurden Zinnblöcke von 10 bis 40 mm Länge und 22 bzw. 12 mm Durchmesser durch Matrizen von 11 bzw. 6 mm Durchmesser gepreßt.

* Den Firmen Haendler & Natermann, Hann.-Münden, und Staatl. Sächs. Hütten- und Blaufarbenwerke, Halsbrücke, haben wir für die freundliche Überlassung größerer Mengen Versuchsmaterials zu danken.

Das Ergebnis in Abb. 3 und 4 zeigt, daß eine kurze Probe sich in bezug auf den Kraftbedarf genau so verhält, wie eine auf die gleiche Länge heruntergepreßte, ursprünglich längere Probe. Für einen bestimmten Stoff kennzeichnend ist daher nach Abb. 5 und 6 vor allem der Mindestwert des Kraftbedarfes beim Pressen, der sich unabhängig von der Blocklänge einstellt, kurz bevor das gesamte Material aus dem Rezipienten herausgepreßt ist.

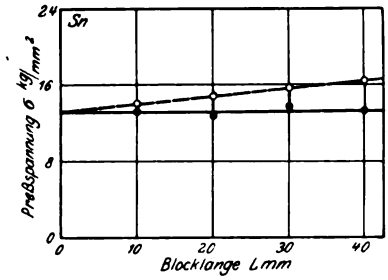


Abb. 5. D = 22 mm, d = 11 mm, v = 0,1 mm/s.

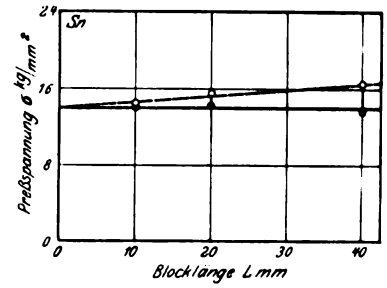


Abb. 6. D = 12 mm, d = 6 mm, v = 0,1 mm/s.

Abb. 5 und 6. Einfluß der Blocklänge auf den Kraftbedarf.
○ = Anfangswerte, ● = Mindestwerte.

Aus diesen Versuchen haben wir die Berechtigung hergeleitet, unsere Versuche zwecks Material- und Zeitersparnis an verhältnismäßig kurzen Probeblöcken durchzuführen, und zwar in der Regel von 30 mm Länge.

Ferner lassen Abb. 3 und 4 erkennen, daß bei geometrischer Ähnlichkeit der Probekörper der Kraftbedarf annähernd dem Querschnitt proportional ist, bzw. die Preßspannung (Abb. 5 und 6) vom Querschnitt unabhängig ist. Obwohl wir dieses Ähnlichkeitsgesetz[11] nicht eingehender untersucht haben, ist danach wohl anzunehmen, daß es auch für die Vorgänge beim Stangenpressen Gültigkeit hat. Daher ist in Abb. 5 und 6, sowie in den folgenden Darstellungen im allgemeinen als Ordinate die Preßspannung in kg/mm², d. i. der auf den Blockquerschnitt bezogene Preßdruck, aufgetragen.

Weitere orientierende Versuche betrafen die Abhängigkeit des Kraftbedarfes von der Länge des zylindrischen Teiles l der Matrize. Für die meisten Versuche wurde die praktisch bevorzugte, scharfkantige Matrizenform nach Abb. 7 gewählt. Über die Wahl der zylindrischen Länge bestehen keine Vorschriften. Im allgemeinen wird diese jedoch in der Praxis möglichst kurz gehalten.

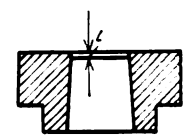


Abb. 7. Form der Matrize.

Unsere Versuche haben nun gezeigt, daß der Kraftbedarf nur in sehr geringem Maße von der zylindrischen Länge des Preßkanals abhängig ist, wenn dieser eine

[11] F. Kick: Mechanische Technologie. 2. Aufl. Leipzig 1908.

Digitized by Google

tadellos polierte Oberfläche aufweist. Es ergab sich bei Verwendung von gehärteten, polierten Matrizen bei einem Matrizenkanal von 1 bzw. 15 mm Länge an Stichversuchen mit Zinn kein Unterschied, der über die Fehlergrenzen der Versuche hinausging. Dagegen stieg der Kraftbedarf bei einer ungehärteten Matrize mit 15 mm langem Kanal, dessen Oberfläche nur geschruppt war, fast auf den doppelten Wert wie bei einem 1 mm langen Kanal. Der starke Einfluß der Matrizenlänge bei Matrizen mit unpolierter Oberfläche (Drehriefen) geht auch aus der in Abb. 8 wiedergegebenen Versuchsreihe an Blei hervor. Diese Reihe wurde zweimal mit praktisch identischem Ergebnis wiederholt.

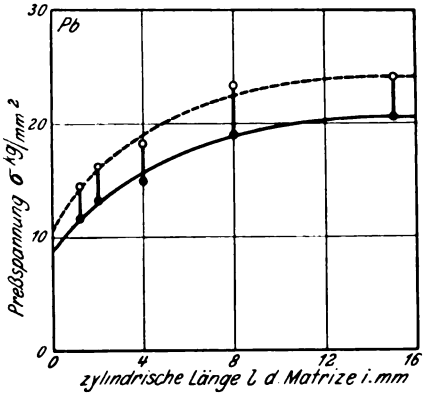


Abb. 8. Einfluß der zylindrischen Länge bei einer rauhen Matrize auf den Kraftbedarf.
D = 22 mm, d = 6 mm, L = 20 mm, v = 0,2 mm/s, o = Anfangswerte, • = Mindestwerte.

Für die weiteren Versuche wurden nur gehärtete, hochglanzpolierte Matrizen verwendet.

b) Einfluß der Preßgeschwindigkeit.

Die bisher mitgeteilten Versuche sind, um den bekannten Einfluß der Geschwindigkeit auszuschalten, mit gleicher Geschwindigkeit (0,1 bzw. 0,2 mm/s) durchgeführt. Diese Geschwindigkeit ist aber, selbst unter Berücksichtigung der geringen Abmessungen bei den Laboratoriumsversuchen, sehr klein gegenüber den Bedingungen der Praxis. Es war daher notwendig, den Einfluß der Geschwindigkeit festzustellen.

Nach Tafel 1 und Abb. 9 bewirkt eine Veränderung der Preßgeschwindigkeit von 0,2 mm/s auf den zehnten Teil oder zehnfachen Wert eine Veränderung der Preßspannung sowohl bei Blei wie bei Zinn nur um etwa 20%. Der Einfluß der Geschwindigkeit ist also verhältnismäßig gering. Dies steht in Übereinstimmung mit Zugversuchen von Ludwik[12] an Zinn und von Sachs[13] an Blei, welche bei entsprechenden Geschwindigkeiten einen ähnlich großen Geschwindigkeitseinfluß wie unsere Versuche ergeben.

Wir sind daher auch weiterhin bei der für die Versuchsdurchführung bequemen Preßgeschwindigkeit von 0,2 mm/s geblieben.

[12] P. Ludwik: Über den Einfluß der Deformationsgeschwindigkeit bei bleibenden Deformationen mit besonderer Berücksichtigung der Nachwirkungserscheinungen. Phys. Z. Bd. 10, S. 411—417. 1909.

[13] G. Sachs: Verformungswiderstand, Versuchsdauer und Kaltverformung. Mitt. Materialpr.-Amt Bd. 42, S. 52—53. 1924.

Tafel 1. Abhängigkeit des Kraftbedarfs von der Preßgeschwindigkeit.

Zinn		Blei	
Blockdurchm.	D = 22 mm	Blockdurchm.	D = 22 mm
Blocklänge	L = 30 mm	Blocklänge	L = 40 mm
Matrizendurchm.	d = 11 mm	Matrizendurchm.	d = 11 mm
Zyl. Länge der Matrize	l = 3 mm	Zyl. Länge der Matrize	l = 3 mm

Preßgeschwindigkeit v	Preßspannung σ Anfangswert	Preßspannung σ Mindestwert	Anzahl der Versuche	Preßgeschwindigkeit v	Preßspannung σ Anfangswert	Preßspannung σ Mindestwert	Anzahl der Versuche
mm/s	kg/mm²	kg/mm²		mm/s	kg/mm²	kg/mm²	
0,0037	11,6	—	1	0,0314	7,8	4,9	1
0,04	13,6	11,0	2	0,104	8,5	5,4	3
0,10	14,5	11,8	2	0,514	9,5	6,4	4
0,187	15,1	12,2	1	1,00	10,5	7,1	2
0,222	15,4	12,6	4	1,5	11,1	6,9	1
0,428	16,6	13,6	1				
0,462	17,1	14,1	1				
1,0	17,5	13,5	2				
1,5	18,0	14,5	1				

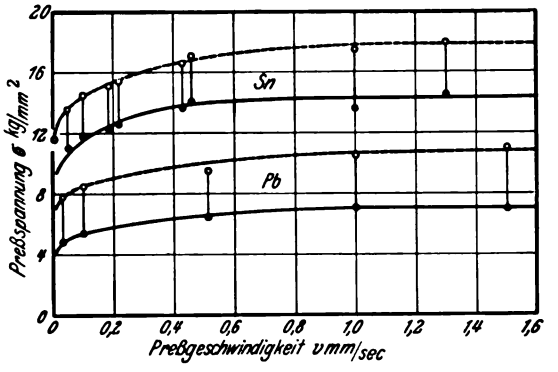


Abb. 9. Einfluß der Preßgeschwindigkeit auf den Kraftbedarf.
D = 22 mm, d = 11 mm, L = 30 mm, o = Anfangswerte, • = Mindestwerte.

c) Abhängigkeit des Kraftbedarfs vom Verpressungsgrad.

Zur Feststellung des Kraftbedarfes bei verschiedenen Matrizendurchmessern wurden Blöcke von 22 mm Durchmesser und 20 mm Länge durch Matrizen gemäß Abb. 7 mit d = 12 bis 1 mm Durchmesser und einer Kanallänge von $l = 0{,}2\,d$ verpreßt. Tafel 2 bringt die Ergebnisse der Versuche.

Abb. 10 und 11 zeigen zunächst den Kraftverlauf während des Pressens. Die Kurven verlaufen weitgehend ähnlich, aber um so höher, je kleiner der Matrizendurchmesser ist. Abb. 12 zeigt dann die Preßspannungen in Abhängigkeit vom Matrizendurchmesser und Abb. 13 in Abhängigkeit vom „Verpressungsgrad" q. Mit Verpressungsgrad q ist dabei die Querschnittsabnahme bezeichnet:

$$q = \frac{D^2 - d^2}{D^2} = \frac{F - f}{F}, \qquad (1)$$

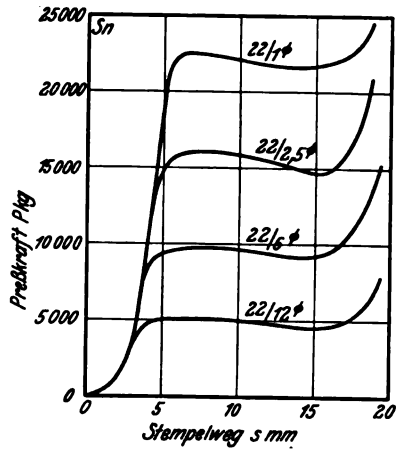
worin F der Blockquerschnitt und f der Stangenquerschnitt ist. In beiden Darstellungen steigt die Preßspannung zunächst langsam, dann außerordentlich stark mit fallendem Matrizendurchmesser an.

Digitized by Google

Tafel 2. Abhängigkeit des Kraftbedarfes vom Verpressungsgrad.

Zinn		Blei	
Blockdurchmesser	$D = 22$ mm	Blockdurchmesser	$D = 22$ mm
Blocklänge	$L = 20$ mm	Blocklänge	$L = 20$ mm
Zyl. Länge der Matrize	$l = 0{,}2\,d$	Zyl. Länge der Matrize	$l = 0{,}2\,d$
Preßgeschwindigkeit	$v = 0{,}2$ mm/s	Preßgeschwindigkeit	$v = 0{,}2$ mm/s

Blockdurchmesser/ Stangendurchmesser D/d	Verpressungsgrad $q = \frac{D^2-d^2}{D^2}$	Preßspannung σ Anfangswert	Preßspannung σ Mindestwert	Anzahl der Versuche	Blockdurchmesser/ Stangendurchmesser D/d	Verpressungsgrad $q = \frac{D^2-d^2}{D^2}$	Preßspannung σ Anfangswert	Preßspannung σ Mindestwert	Anzahl der Versuche
mm/mm	%	kg/mm²	kg/mm²		mm/mm	%	kg/mm²	kg/mm²	
22/12	70,2	13,6	12,3	3	22/12	70,2	7,9	6,2	2
22/6	92,6	25,8	23,9	3	22/6	92,6	15,0	11,9	2
22/2,5	98,7	42,4	38,3	2	22/2,5	98,7	23,4	18,7	2
22/1	99,8	59,3	57,0	1	22/1	99,8	30,2	26,8	2



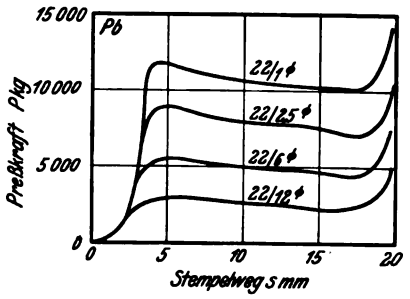


Abb. 10 und 11. Preßdiagramme bei verschiedenem Matrizendurchmesser.
$D = 22$ mm, $v = 0{,}2$ mm/s.

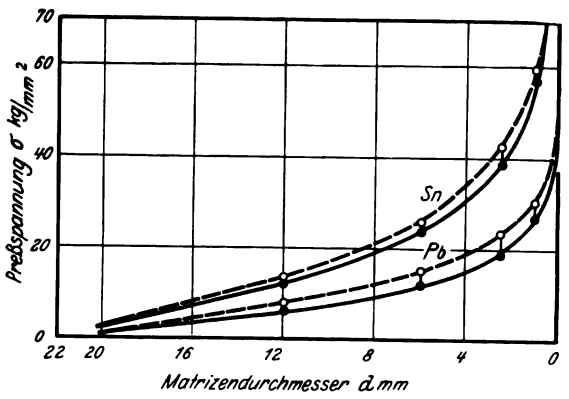


Abb. 12. Einfluß des Matrizendurchmessers auf den Kraftbedarf beim Pressen.
$D = 22$ mm, $L = 20$ mm, $v = 0{,}2$ mm/s, o = Anfangswerte, • = Mindestwerte.

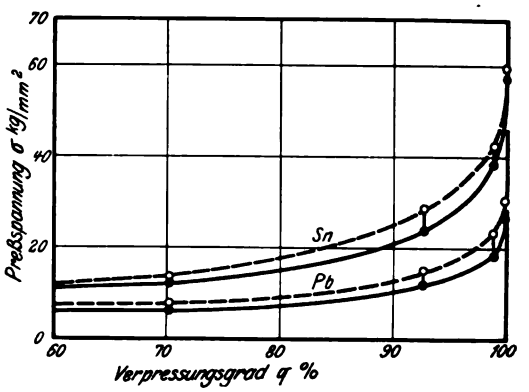


Abb. 13. Einfluß des Verpressungsgrades auf den Kraftbedarf beim Pressen.
$D = 22$ mm, $L = 20$ mm, $v = 0{,}2$ mm/s, o = Anfangswerte, • = Mindestwerte.

Man kann auch noch gemäß Abb. 14 die Preßspannung über dem Logarithmus des „Umformungsverhältnisses" D^2/d^2 auftragen und erhält dann für die in erster

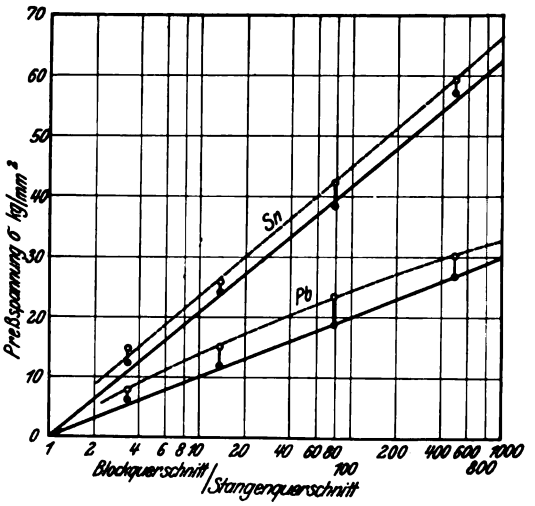


Abb. 14. Einfluß des Verpressungsgrades auf den Kraftbedarf beim Pressen.
$D = 22$ mm, $L = 20$ mm, $v = 0{,}2$ mm/s, o = Anfangswerte, • = Mindestwerte.

Linie interessierende Mindestspannung gerade Linien, die durch den Koordinatenanfangspunkt (Verpressungsgrad $q = 0$) gehen. Wir können danach den Mindestkraftbedarf σ_{min} in Abhängigkeit vom Umformungs-

Digitized by Google

verhältnis mit einer für praktische Zwecke genügenden Genauigkeit durch folgende Formel wiedergeben:

$$\left.\begin{aligned}\sigma_{\min} &= c \cdot \log \frac{D^2}{d^2} \\ &= c \cdot \log (1 - q) .\end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Hierin ist c eine Werkstoffziffer, und zwar für Blei rund 10 kg/mm² und für Zinn rund 21 kg/mm². Über die Bedeutung dieser Größen wird noch im theoretischen Teile der Arbeit zu sprechen sein.

Für den Anfangswert des Kraftbedarfes gilt eine gleichartige Beziehung merkwürdigerweise nicht. Der Unterschied zwischen den bei den Versuchen gemessenen Anfangs- und Endwerten steigt mit abnehmendem Durchmesser anscheinend zunächst an, fällt dann aber wieder ab.

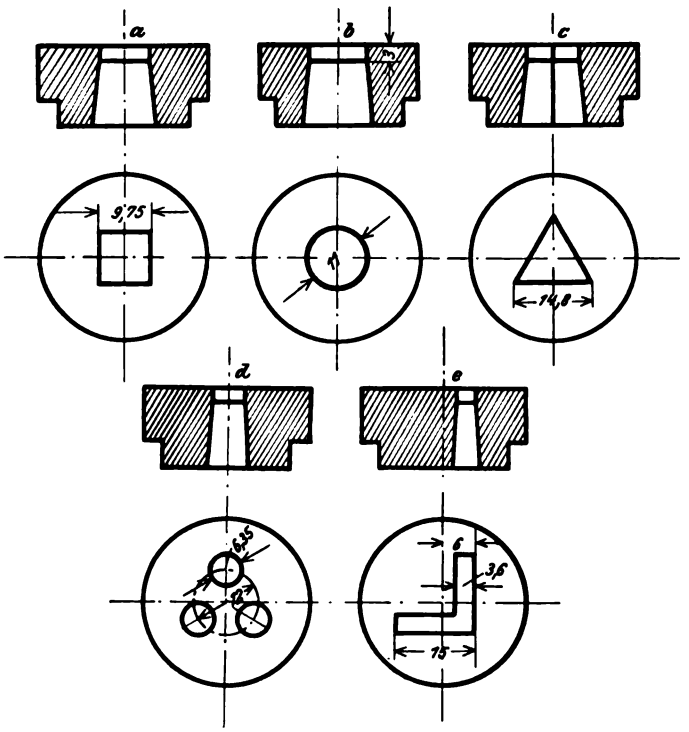


Abb. 15. Verschiedene Matrizenprofile.

Es wurde fernerhin noch die Abhängigkeit des Kraftbedarfes von verschiedenen Matrizenprofilen untersucht. Hierzu wurden entsprechend Abb. 15 Matrizen mit gleicher Querschnittsfläche, aber mit einem Querschnittsumfang in den Grenzen von rund 1 : 2 verwendet.

Tafel 3. Abhängigkeit des Kraftbedarfes von verschiedenen Matrizenprofilen.

Zinn

Blockdurchmesser	$D = 22$ mm
Blocklänge	$L = 30$ mm
Zyl. Länge der Matrize	$l = 3$ mm
Preßgeschwindigkeit	$v = 0{,}2$ mm/s

Profil der Matrize	Querschnitt des Matrizenprofils	Umfang des Matrizenprofils	Preßspannung σ Anfangswert	Preßspannung σ Mindestwert	Anzahl der Versuche
	mm²	mm	kg/mm²	kg/mm²	
a	95	39	14,7	12,6	3
b	95	34,5	15,0	12,7	3
c	95	44,4	14,9	12,5	3
d	95	60,0	16,5	13,9	3
e	95	60,0	16,2	13,8	3

Nach Tafel 3 zeigt sich nur ein sehr geringer Einfluß der Querschnittsgestalt. Soweit die Genauigkeit der Messungen einen Schluß zuläßt, scheint der Kraftbedarf mit dem Querschnittsumfang etwas anzusteigen. Der Unterschied geht hier aber nicht über 10% hinaus. Somit gilt Gleichung (2) praktisch auch mit ziemlicher Annäherung unabhängig von der Querschnittsform. Ob dies allerdings allgemein zutrifft, muß noch näher untersucht werden. Bei einem langen, rauhen Matrizenkanal wäre es z. B. denkbar, daß die Querschnittsform erheblicher ins Gewicht fällt.

d) Versuche mit verschiedenen Matrizenformen.

In Versuchen mit verschiedenen Matrizenformen wurde weiterhin festzustellen versucht, welche Matrize den geringsten Kraftbedarf erfordert. Hierzu kamen zunächst die 4 in Abb. 16 wiedergegebenen Matrizen zur Verwendung.

Tafel 4. Abhängigkeit des Kraftbedarfes von verschiedenen Matrizenformen.

Blei

Blockdurchmesser	$D = 22$ mm
Blocklänge	$L = 20$ mm
Matrizendurchmesser	$d = 6$ mm
Zyl. Länge der Matrize	$l = 1{,}2$ mm
Preßgeschwindigkeit	$v = 0{,}2$ mm/s

Form der Matrize	Preßspannung σ Anfangswert	Preßspannung σ Mindestwert	Anzahl der Versuche
	kg/mm²	kg/mm²	
a	15,3	11,9	6
b	15,1	12,0	2
c	15,4	13,0	2
d	16,5	14,3	2

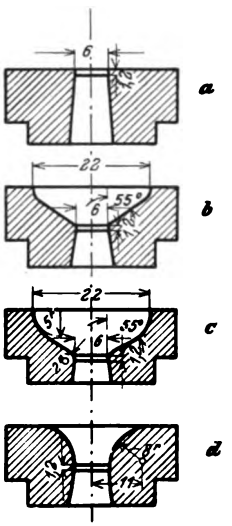


Abb. 16. Verschiedene Matrizenformen.

Entgegen der Erwartung, daß der Fließvorgang durch die allmähliche Verjüngung des Querschnittes erleichtert wird, zeigt sich entsprechend Tafel 4 eine geringe Zunahme des Kraftbedarfes, die bei der trichterförmigen Matrize (Abb. 16d) mit 15 bis 20% am größten ist. Auf den Kraftbedarf hat also die Gestaltung der Matrize nur einen geringen Einfluß.

Der gleichen Frage wurde auch noch an einem Satz konischer Matrizen im Zusammenhang mit den später behandelten Versuchen über Fließerscheinungen nachgegangen. Es kamen Matrizen mit einer Neigung der Wandfläche zur Systemachse von 14, 30, 45, 67,5° und — unter Hineinbeziehung der gewöhnlichen Matrize (Abb. 7) — von 90° zur Verwendung. Wie aus Abb. 17 hervorgeht, zeigt sich hier in gewissem Gegensatz zu den obigen Versuchen, daß bei konischen Matrizen gewisser Neigung der Kraftbedarf niedriger ausfällt als bei der gewöhnlichen Matrize. Und zwar findet sich bei beiden Stoffen ein Minimum des Mindestkraftbedarfes, das rund 30% niedriger ist als bei üblicher Matrize, bei einem Matrizenwinkel zwischen 30° und 50°.

Ein solcher Verlauf des Kraftbedarfes in Abhängigkeit vom Matrizenwinkel, wie ihn Abb. 17 zeigt, ist nach den bisherigen Vorstellungen über den Fließvorgang beim Pressen durchaus wahrscheinlich. Der Preßvorgang

Digitized by Google

stellt ja gewissermaßen eine Fortsetzung des Drahtziehvorganges zu hohen Querschnittsabnahmen dar. Und beim Drahtziehen findet sich ganz allgemein die Erscheinung, daß der Kraftbedarf mit zunehmendem Matrizenwinkel zunächst abfällt und dann wieder ansteigt[14].

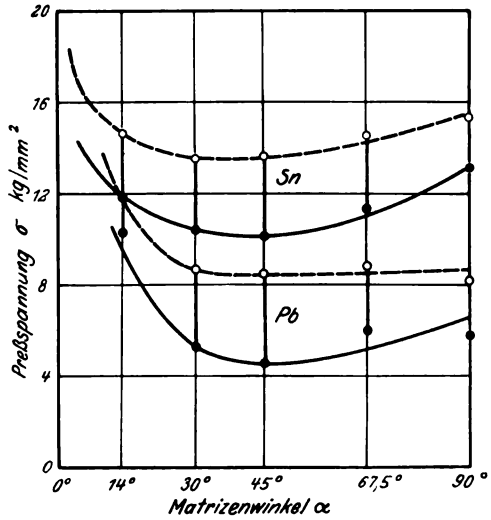


Abb. 17. Einfluß der Matrizenneigung auf den Kraftbedarf. D = 22 mm, d = 11 mm, L = 30 mm, v = 0,2 mm/s, o = Anfangswerte, • = Mindestwerte.

Die Ursache des Abfalls ist eine Abnahme der Reibung infolge der Verringerung der Berührungsfläche zwischen Werkstoff und Werkzeug, die Ursache des Anstiegs eine erhöhte Ungleichmäßigkeit des Materialflusses. Über den Verlauf des Fließvorganges werden wir uns in Abschnitt A 3 noch eingehender Aufklärung zu schaffen versuchen.

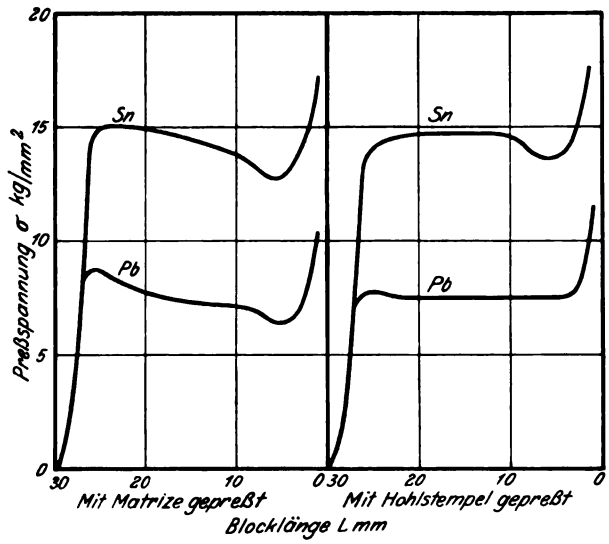


Abb. 18. Preßdiagramme für gewöhnliches und umgekehrtes Pressen. D = 22 mm, d = 11 mm, L = 30 mm, v = 0,2 mm/s.

Als Verwendung einer besonderen Matrizenform kann auch das sogenannte „umgekehrte" oder „indirekte" Pressen[4] bezeichnet werden. Hierbei ist der Preßstempel gleichzeitig Matrize, indem ein entsprechend ausgearbeiteter Hohlstempel gegen den Block und Rezipienten bewegt wird. Die Folge davon muß sein, wie leicht einzusehen ist, daß die Bewegung des Blockes gegen den Rezipienten unterbleibt und dadurch Reibungsarbeit erspart wird. Dementsprechend ist, wie Abb. 18 zeigt, der Kraftbedarf beim umgekehrten Verfahren zu Beginn erheblich kleiner als beim gewöhnlichen und bleibt dann praktisch fast bis zum Schluß konstant. Eigentümlicherweise ist dieser konstante Wert bzw. der kurz vor dem völligen Auspressen sich einstellende Mindestwert beim indirekten Pressen merklich höher. Dies wird wohl damit zusammenhängen, daß die Ungleichmäßigkeiten, die sich zum Schluß des Preßvorganges einstellen (vgl. die Trichterbildung in Abschn. A 3 b) und die für das ausgeprägte Minimum verantwortlich zu machen sind, in beiden Fällen etwas verschieden sein werden.

Einige Versuche mit verschieden gestalteten Druckplatten, über deren Einfluß auf die Fließvorgänge in Abschn. A 3 c näher eingegangen wird, ergaben keine Unterschiede im Kraftbedarf.

3. Untersuchung der Fließvorgänge.

a) Verfahren zur Verfolgung des Materialflusses.

Um einen Einblick in das Fließen des Werkstoffes beim Stangenpressen zu gewinnen, ist bisher ausnahmslos so vorgegangen worden, daß, wie in der Einleitung schon erwähnt, der Block aus Schichten verschiedenen Materials zusammengesetzt und danach teilweise verpreßt wurde. Auch wir haben zunächst dieses Verfahren zu verwenden versucht. Wie Abb. 19 zeigt, stellen sich aber dabei gewisse Störungen ein, welche es zweifelhaft erscheinen lassen, ob solche Versuche wirklich eine zuverlässige Vorstellung von dem Materialfluß in einheitlichen Blöcken geben. Bei unseren Versuchen wurden Schichten abwechselnd aus Blei und Zinn verwendet. Das härtere Zinn fließt jedoch, wie man sieht, erheblich anders als das weichere Blei. Dieser Unterschied ließ sich auch nicht durch Legieren des Bleis mit Antimon auf die Härte von Zinn vermeiden. Ferner stellen sich Verschiebungen der Schichten gegeneinander und an einzelnen Stellen Materialtrennungen ein. Das Auftreten von Lücken ist allerdings insofern von Interesse, als es ziemlich sicher auf die Anwesenheit von Zugspannungen an den betreffenden Stellen eines einheitlichen Preßkörpers hinweist.

Wir haben jedoch auf die systematische Durchführung solcher Versuche mit geschichteten Körpern verzichtet, da sich uns ein wesentlich einfacheres und zuverlässigeres Verfahren bot. Es wurde so vorgegangen, daß entsprechend Abb. 20 zwei Blockhälften von halbkreisförmigem Querschnitt verpreßt wurden. Die eine Hälfte wurde in der Mittelebene mit einer aufgerissenen Netzteilung versehen (Abstand der Netzlinien 2,5 mm.) Ein solches „Netzteilungsverfahren" ist auch schon gelegentlich beim Ziehen von Drähten verwendet worden[15]. Da eingerissene Marken allein nach den Versuchen schlecht verfolgt werden konnten, wurde weiterhin in die Risse Farbe eingerieben, wobei sich Mennige als besonders geeignet er-

[14] G. Sachs und W. Linicus: Versuche über die Eigenschaften gezogener Drähte und den Kraftbedarf beim Drahtziehen. Mitt. Materialprüfungsanst. Sonderheft XVI, S. 38 bis 67. 1931.

[15] J. Zagorski: Das Hartziehen von Kupferprofil- und Runddrähten auf Mehrfach-Ziehmaschinen. Diss. T. H. Berlin 1929.

Digitized by Google

wies. Auf diese Weise konnte der Fließvorgang, wie die folgenden Abbildungen zeigen, überaus anschaulich verfolgt werden.

Auch die Störungen sind bei diesem Verfahren verhältnismäßig gering. Da die Mittelebene des Preßkörpers während des Preßvorganges nur Druckkräfte zu übertragen hat, wird dies durch eine Trennung des Körpers in der Mittelebene nicht geändert. Nur das zuerst aus der Matrize herausfließende Stangenende klafft etwa auf eine Länge vom Durchmesser der Stange auf, was wiederum ein Kennzeichen dafür ist, daß dort beim einheitlichen Körper Zugkräfte auftreten.

b) Beschreibung der Fließvorgänge unter verschiedenen Bedingungen.

Abb. 21 und 22 zeigen zunächst den Fließvorgang beim Verpressen von Zinnblöcken von 22 mm Durchmesser und 30 bzw. 20 mm Länge zu Stangen von 11 und 6 mm Durchmesser. Der Fließvorgang ist bei beiden Verpressungsgraden nahezu gleichartig.

Betrachten wir zunächst die Formänderung des Blockes im Rezipienten, so sehen wir, daß Verformungen nur in der Nähe der Matrize stattfinden, etwa bis zu einer Entfernung vom halben Blockdurchmesser. Der von der Matrize weiter entfernte Teil des Blockes verschiebt sich praktisch unverändert, bis er allmählich in die Fließbewegung hineingezogen wird. Dabei formt sich der Blockkern allmählich so um, wie es dem Betrage der Querschnittsänderung vom Block zur Stange entspricht; er erfährt also eine ständig zunehmende Längung. Die äußeren Ringzonen des Blockes dagegen, die auf der Stirnfläche der Matrize aufsitzen, werden zunächst gestaucht. Dadurch nähert sich das Material der Außenzone allmählich der Matrizenöffnung und wird schließlich hineingezogen. Es bildet sich dabei gewissermaßen ein im Schnitt keilförmig erscheinendes Kissen, das die Matrize trichterförmig nach oben verlängert. Jedoch findet ein ständiger Materialaustausch zwischen diesem Kissen und den sich zusammenstauchenden Randteilen des Blockes statt[6].

Die herauskommende Stange ist auf den größten Teil ihrer Länge ganz gleichartig verformt. Der Kern hat, wie schon erwähnt, im wesentlichen eine starke Streckung in der Ausflußrichtung entsprechend dem Preßgrad erhalten. Bei den Außenschichten sind aber außerdem starke zusätzliche Verschiebungen eingetreten, so daß sie also stärker verformt sein müssen als der Kern. Im vorderen Ende der Stange ist etwa auf eine Länge vom Durchmesser derselben der Fließvorgang andersartig. Nach der Netzteilung zu urteilen, tritt dort fast unverformtes Material heraus.

Wird der Block sehr weit ausgepreßt, so wird auch der Fließvorgang am hinteren Ende ein anderer. Der Kern wird völlig eingezogen, und es bildet sich etwa vom Augenblick ab, wo der Block noch eine Höhe von $^1/_4$ seines Durchmessers hat, ein Trichter, der das letzte Ende der Stange lunkerartig unganz macht. Bei noch stärkerem Auspressen wird der Trichter so groß, daß nur noch ein dünnes Rohr übrigbleibt, dessen Außendurchmesser erheblich kleiner ist als der Durchmesser der Stange. Die Stange schnürt also an ihrem Ende ein. Wir

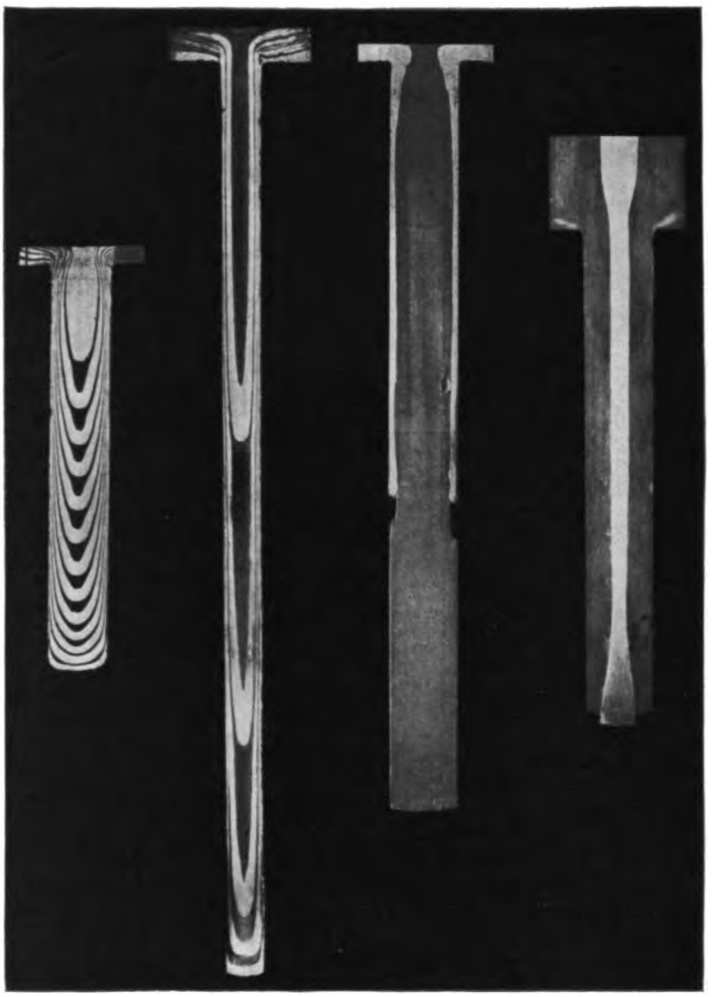


Abb. 19. Preßversuche an geschichteten Probekörpern. Schichten abwechselnd: Blei (dunkel), Zinn (hell). ($^6/_{10}$ nat. Größe.)

werden im folgenden Abschnitt zeigen, wie diese Trichterbildung vermieden werden kann.

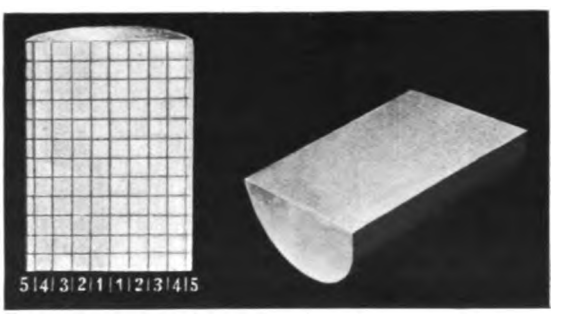


Abb. 20. Probekörper zur Verfolgung des Fließvorganges. (Nat. Größe.)

Außer mit den gewöhnlichen scharfkantigen Matrizen wurden noch entsprechend Abb. 23 Fließversuche mit dem Nezteilungsverfahren an konischen Matrizen mit verschiedenem Neigungswinkel durchgeführt. Wir wollten dabei einerseits studieren, wie sich der Materialfluß mit dem Übergang zu einer schlanken Matrize vergleichmäßigt und welchen Einfluß die aus Abb. 23 er-

Digitized by Google

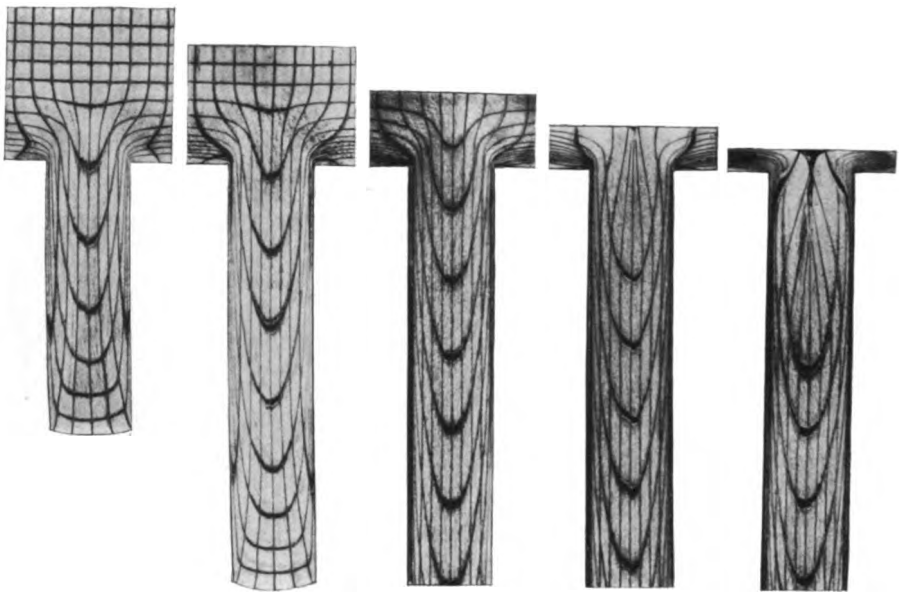


Abb. 21. D = 22 mm, d = 11 mm, L = 30 mm.

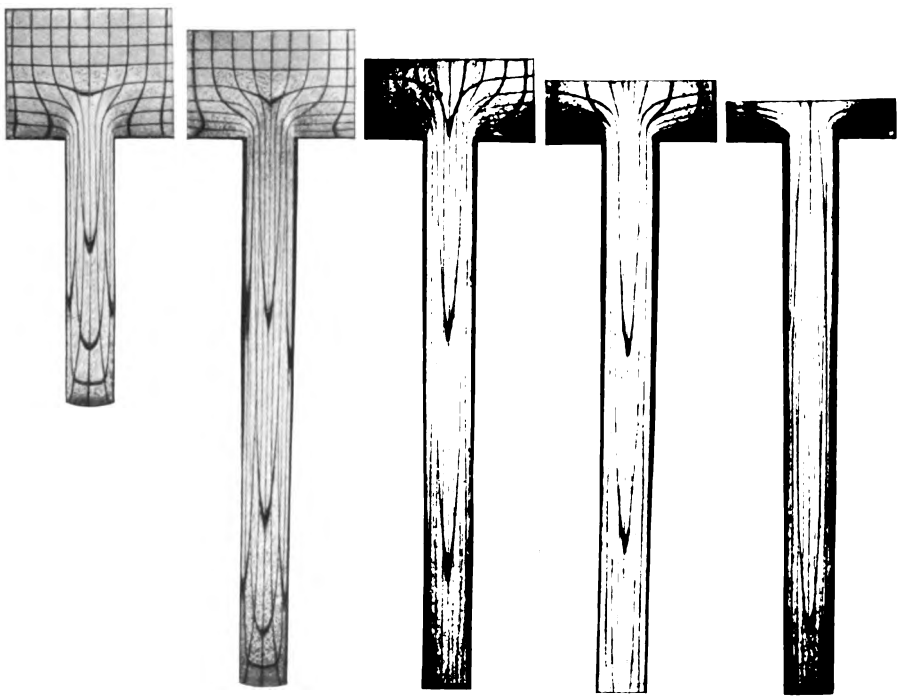


Abb. 22. D = 22 mm, d = 6 mm, L = 20 mm.

Abb. 21 und 22. Materialfluß beim Pressen von Probekörpern aus Zinn mit scharfkantigen Matrizen. (Nat. Größe.)

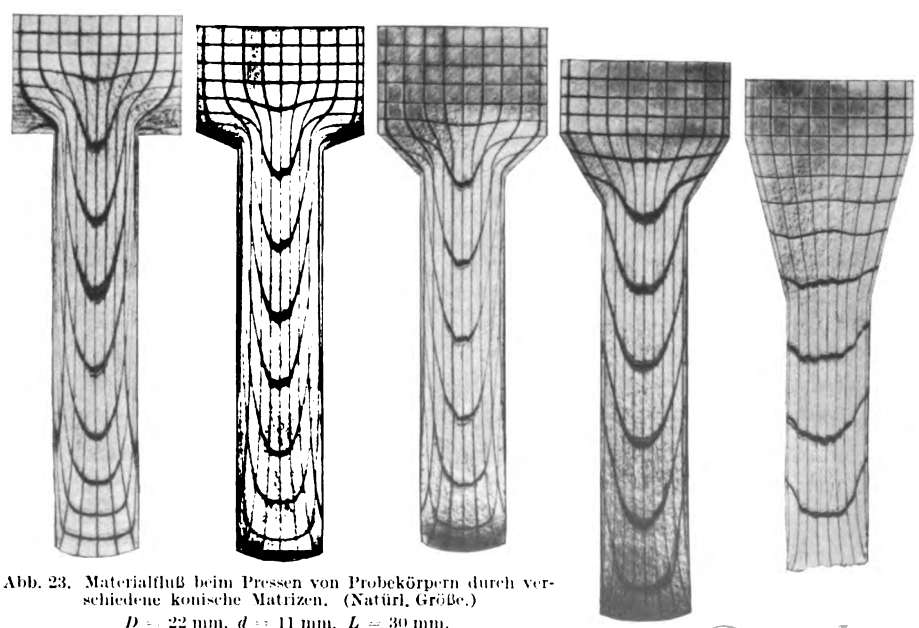


Abb. 23. Materialfluß beim Pressen von Probekörpern durch verschiedene konische Matrizen. (Natürl. Größe.)
D = 22 mm, d = 11 mm, L = 30 mm.

Digitized by Google

sichtlichen Unterschiede im Fließvorgang auf den Kraftbedarf haben. Wie schon früher beschrieben, ist der Mindestkraftbedarf am niedrigsten bei Neigungen des Matrizenkanals zwischen 30° und 50°, wo er etwa 30% unter dem Kraftbedarf der scharfkantigen Matrize liegt. Dabei ist, wie aus den theoretischen Betrachtungen im letzten Teil der Arbeit folgt, bei einer schlanken Matrize eine größere Reibung zu überwinden als bei einer steilen. Die Ursache dafür, daß trotzdem der Kraftbedarf bei der scharfkantigen Matrize größer ausfällt als bei Matrizen mittlerer Konizität, werden wir darin suchen, daß bei den schlanken Matrizen der Fließvorgang in allen Schichten praktisch gleichartig verläuft, also jedes Körperteilchen die aus den äußeren geometrischen Verhältnissen gegebene Längung erfährt. Bei der scharfkantigen Matrize jedoch tritt, wie schon besprochen, zu dieser vorgeschriebenen Formänderung eine ziemlich erhebliche Stauchung der Außenfasern hinzu, so daß viele Körperteilchen gestaucht und dann erst gelängt werden. Dies bedeutet aber naturgemäß einen zusätzlichen Arbeitsaufwand.

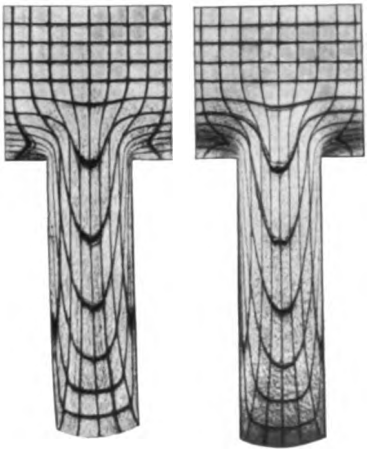


Abb. 24. Materialfluß beim gewöhnlichen und umgekehrten Pressen von Probekörpern. (Nat. Größe.)
D = 22 mm, d = 11 mm, L = 30 mm.

Des weiteren wurden auch noch einige nach dem umgekehrten Verfahren gepreßte Blöcke untersucht, sowie auch einige Blöcke, die beiderseitig — mit Hohlstempel und gewöhnlicher Matrize — ausgepreßt wurden. Beim indirekten Verfahren verläuft der Materialfluß, wie Abb. 24 zeigt, praktisch identisch mit dem beim gewöhnlichen Verfahren. Beim beiderseitigen Pressen verhalten sich nach Abb. 25 ebenfalls beide Teile nahezu gleich; nur läuft der indirekt gepreßte Strang etwas schneller heraus als der andere. Dies ist ja zu erwarten, da bei gleichem Stangendurchmesser und gleicher Preßgeschwindigkeit der Kraftbedarf beim indirekten Verfahren etwas geringer ist als beim gewöhnlichen. Bemerkenswert ist es auch, daß bei diesem Vorgang keine Trichter entstehen, obwohl die Neigung dazu sichtlich vorhanden ist. Der Zusammenhang des Materials verhindert dies aber, und erst ganz zum Schluß reißt das Material zwischen beiden Stangen auseinander.

c) Unterdrückung der Trichterbildung.

Es wurden schließlich noch einige Laboratoriumsversuche der Aufgabe gewidmet, die Trichterbildung zum Schluß des Preßvorganges zu unterbinden. Abb. 26 zeigt zunächst das Aussehen des Trichters bei einem gewöhnlichen Versuch nach sehr starkem Auspressen. Bei Verwendung eines spitzen Stempels ist die Trichterbildung, wie Abb. 27 zeigt, wesentlich verstärkt. Dagegen gelingt es, die Trichterbildung weitgehend zu unterdrücken, wenn ein konkaver Stempel verwendet wird[5]. Und zwar ergab es sich nach einigen Versuchen, daß es genügt, entsprechend Abb. 28, im Stempel eine flache Aushöhlung etwa von der Größe des Matrizendurchmessers anzubringen, um die Trichterbildung vollständig zu unterdrücken und dabei den vollen Block nutzbar zu machen. Das Material bleibt dann bis zum

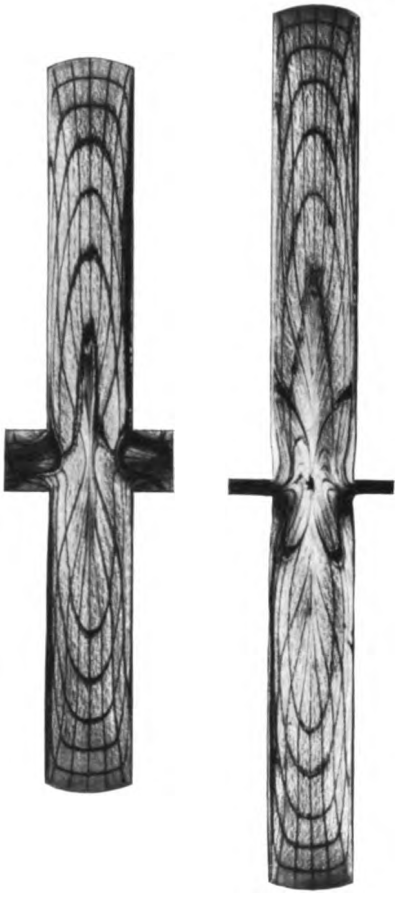


Abb. 25. Materialfluß bei beiderseitigem Pressen. (Nat. Größe.)
D = 22 mm, d = 11 mm, L = 30 mm.

Schluß des Preßvorganges am Stempel haften, und erst in den allerletzten Phasen löst es sich ab, ohne einen Trichter zu bilden. Die Stangen sind dann auch bis zum Schluß völlig maßhaltig. Es sei auch hier schon erwähnt, daß diese Tatsache bei Warmpreßversuchen in der Praxis vollauf bestätigt werden konnte.

Ein anderer Weg zur Unterbindung der Trichterbildung ergab sich aus der Verwendung einer Matrize mit langem zylindrischen Ausflußkanal. Falls dieser rauh ist, verschwindet, wie Abb. 29 zeigt, der Trichter ebenfalls, jedoch ist der Erfolg diesmal unvollkommen, da sich im Material unganze Stellen finden, die fast soweit reichen wie früher der Trichter. Bei Verwendung einer Matrize mit poliertem Auslauf stellt sich dagegen der Trichter wie gewöhnlich ein. Es sei daran erinnert, daß der Kraftbedarf bei poliertem Auslaufkanal nur wenig von dem

Digitized by Google

einer sich konisch erweiternden Matrize abweicht, während er beim rauhen Auslauf nicht unwesentlich erhöht ist.

also 1 cm Preßstempelweg. Bei einem Preßzylinderdurchmesser von 805 mm, einem Rezipientendurchmesser von 170 mm und einem Federmaßstab des Indikators von

Abb. 26. Trichterbildung beim Pressen unter gewöhnlichen Bedingungen. (8/10 nat. Größe.)

Abb. 27. Trichterbildung bei Verwendung einer spitzen Druckplatte. (8/13 nat. Größe.)

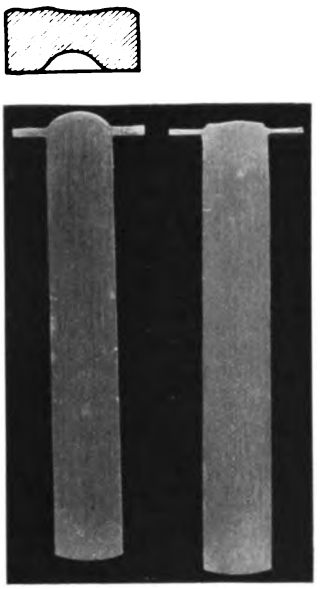


Abb. 28. Unterdrückung der Trichterbildung durch Verwendung einer hohlen Druckplatte. (2 Stadien des Preßvorganges.) (Nat. Größe.)

Abb. 29. Trichterbildung bei Verwendung einer Matrize mit polliertem und langem rauhen Kanal. (Nat. Größe.)

B. Versuche in der Praxis über Warmpressen.

1. Vorrichtung, Versuchsdurchführung und Werkstoffe.

Die Untersuchung der Vorgänge beim Warmpressen wurde in erster Linie an einer hydraulischen Kruppschen 1000-t-Presse mit Kreusersteuerung durchgeführt, die von der Firma Hirsch, Kupfer- und Messingwerk A.-G. (HKM) weitgehend umgebaut und automatisiert war. Die Presse arbeitete im direkten Pumpenbetriebe (ohne Akkumulator) mit einem Höchstdruck von 230 at.

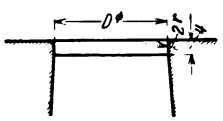


Abb. 30. Form der Matrizen zum Warmpressen.

Der Durchmesser des verwendeten Rezipienten betrug 170 mm, seine Länge 1 m. Abb. 30 zeigt die Form der in der Praxis gebräuchlichen Matrizen wie sie auch für unsere Untersuchungen verwendet wurden.

Bei HKM ist es üblich, sämtliche Blöcke mit „Schale" zu verpressen, um ein Hineinwandern der oxydreichen Außenhaut in den Kern der Stange zu verhindern. Dabei ist die Druckplatte um 4—5 mm schwächer im Durchmesser gehalten als der Durchmesser des Rezipienten. Es entsteht daher während des Preßvorganges eine Schale zwischen Rezipient und Druckplatte, die vorwiegend von der Blockoberflächenschicht gebildet wird.

Um den zum Pressen erforderlichen Kraftbedarf zu verfolgen, wurde in die Druckleitung unmittelbar vor den Preßzylinder eine Hochdruckindiziereinrichtung eingebaut. Die Bewegung der Druckplatte wurde mittels einer Übersetzung 1 : 10 als Abszisse auf die Indikatortrommel übertragen. 1 mm Diagrammlänge entspricht 1 mm = 5 at = 0,05 kg/mm² ergibt sich für 1 mm Diagrammhöhe eine Preßspannung von $0{,}05 \cdot \frac{805^2}{170^2} = 1{,}12$ kg/mm².

Einige auf diese Weise gewonnene Preßdiagramme zeigen Abb. 31 und 34. Aus der Preßzeit, die mittels Stoppuhr gemessen wurde, und aus der verpreßten Blocklänge wurde die Preßgeschwindigkeit nachträglich berechnet. Die Preßgeschwindigkeit ändert sich zwar etwas mit dem Preßdruck, doch fällt dies praktisch für unsere Zwecke nicht ins Gewicht.

Die meisten Versuche wurden im Anschluß an den laufenden Betrieb durchgeführt. Da sie so angelegt waren, daß der Einsatz der Blöcke keine Verzögerung erfuhr, können die Wärmeverhältnisse als so gleichartig angesprochen werden, wie es bei solchen verschiedenartigen Versuchen erreichbar ist. Dies zeigt sich darin, daß die Abweichung zwischen Parallelversuchen, die stets unmittelbar nacheinander durchgeführt werden mußten, gering war (vgl. Abb. 34). Dementsprechend ist auch die Streuung in systematischen Versuchsreihen gering, und die gesuchten Gesetzmäßigkeiten konnten infolgedessen durch eine verhältnismäßig geringe Anzahl von Versuchen festgestellt werden.

Die Untersuchungen wurden vorwiegend an Hartmessing (Preßmessing, Ms 58) durchgeführt, mit einer Zusammensetzung von 58 ± 0,5% Cu; 2,7 ± 0,2% Pb, Rest Zn. Außerdem wurde eine Anzahl von Versuchen an Elektrolytkupfer durchgeführt. Es kamen größtenteils Blöcke in Kokillenguß von 165 mm Durchmesser und rund 3 m Länge zur Verwendung. Nach der Abkühlung

Digitized by Google

wurde vom Block der obere Teil mit dem Lunker abgeschnitten (abgeschopft). Die Blöcke wurden darauf in 3 Teile von je 750 mm Länge zerschnitten und im Rollofen etwas oberhalb der Preßtemperatur angewärmt. Sie gelangten dann im fließenden Betriebe in den Rezipienten, so daß für eine möglichst geringe Abkühlung gesorgt war. Die Einsatztemperatur sollte im regelmäßigen Betriebe etwa 650° betragen. Sie wurde mittels eines durch Hand auf den Block gedrückten Thermoelements unmittelbar vor dem Einsetzen des Blockes kontrolliert und schwankte danach zwischen 620° und 680°. Ob diese Temperaturangaben zuverlässig sind, konnte nicht untersucht werden. Zu vermuten ist, daß solche an der Oberfläche festgestellten Temperaturen merklich unterhalb der Temperatur des Blockinnern liegen. Beispielsweise trat in Versuchen, Stangen bei einer Nominaltemperatur von 700° herzustellen, beim Vorwärmen im Rollofen schon gelegentlich Anschmelzen oder sogar vollständiges Schmelzen ein. Die Schmelztemperatur von Ms 58 liegt dabei erst bei 900°. Einige weitere Versuche wurden mit Sechskantblöcken an einer älteren Kruppschen Presse durchgeführt (vgl. Abschn. B 4 b).

2. Versuche über den Kraftbedarf.

a) Einfluß von Preßgeschwindigkeit und Preßtemperatur.

An Ms 58 wurden gemäß Tafel 5 einige systematische Versuchsreihen bei verschiedenen Preßgeschwindigkeiten und Preßtemperaturen durchgeführt.

Tafel 5. Abhängigkeit des Kraftbedarfes von der Preßgeschwindigkeit und Preßtemperatur.

Ms 58

Blockdurchmesser $D = 170$ mm
Blocklänge $L = 750$ mm
Matrizendurchmesser $d = 50$ mm

	Preßtemperatur T Beginn	Preßtemperatur T Ende	Preßgeschwindigkeit v	Preßspannung σ Anfangswert	Preßspannung σ Mindestwert	Brinellhärte* 62,5 kg, Kugeldurchm. 2,5 mm Stangen- Anfang	Mitte	Ende
	°C		cm/s	kg/mm²	kg/mm²	kg/mm²		
$T_{mittel} = 650°$ C	660	520	0,99	20,9	14,6	82,2	90,0	97,1
	660	600	1,67	22,2	16,3	—	—	—
	640	610	2,54	23,8	14,6	82,6	84,8	94,1
	640	620	3,28	24,0	12,9	—	—	—
	630	620	4,28	25,0	12,9	—	—	—
	(640)	(580)	4,78	26,8	13,7	81,9	83,1	91,5
	650	650	6,35	25,1	12,9	—	—	—
	660	650	7,67	28,0	14,9	—	—	—
	(650)	(600)	8,73	28,6	15,7	—	—	—
	660	660	9,57	27,2	14,8	81,0	82,8	91,3
$T_{mittel} = 520°$ C	540	—	0,40	35,4	37,0	85,1	89,7	104,0
	550	—	0,92	29,1	27,2	83,3	87,8	93,7
	500	—	2,20	31,4	24,0	84,5	86,1	92,2
	480	—	3,90	42,9	26,9	82,9	87,3	90,3
$T_{mittel} = 700°$C	655	—	0,62	10,9	27,2	80,5	85,1	93,2
	715	—	0,86	11,8	20,2	81,0	85,8	91,3
	680	—	3,30	15,1	10,9	81,0	81,9	89,3
	710	—	8,40	19,1	10,1	80,7	81,9	83,8

* Mittelwerte aus Härtemessungen der Kern-, Mittel- und Randzonen des jeweiligen Stangenabschnitts.

Dabei wurde auch die Temperatur der austretenden Stangen gegen Ende des Preßvorganges gemessen. Die Preßgeschwindigkeit konnte bei Stangen über 30 mm Durchmesser in den Grenzen 1—10 cm/s verändert werden. Die obere Grenze liegt rund doppelt so hoch, als sie im laufenden Betriebe der HKM verwendet wurde. Sie konnte jedoch bei Ms 58 ohne Anstände eingehalten werden. Besonders eingehende Versuche wurden bei der normalen Preßtemperatur von 650° nach Abschluß des laufenden Betriebes durchgeführt. 2 weitere Versuchsreihen bei einer möglichst niedrigen (520°) und einer möglichst hohen (700°) Temperatur konnten dagegen nur am frühen Morgen nach Anheizung des Rezipienten vorgenommen werden. Die Versuche streuen wesentlich stärker, besonders bei der niedrigen Temperatur, so daß anzunehmen ist, daß der Rezipient noch nicht die richtige Temperatur angenommen hatte und vor allem während der Versuche nicht die gleichen Temperaturverhältnisse beibehielt.

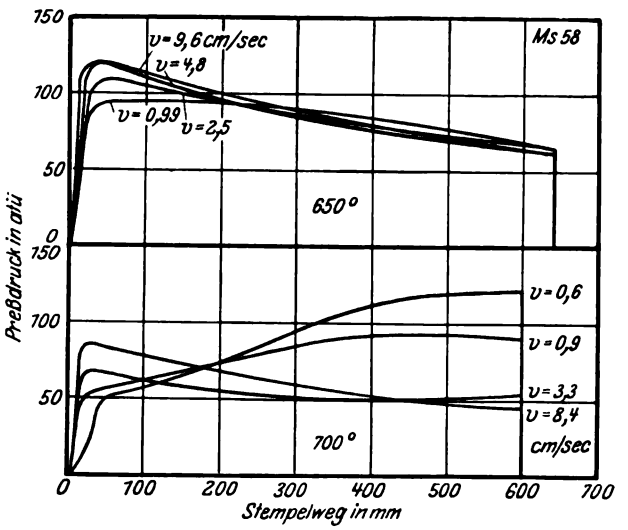


Abb. 31. Preßdiagramme von Hartmessing (Ms 58) bei verschiedenen Temperaturen und Geschwindigkeiten.
$D = 170$ mm, $d = 50$ mm, $L = 750$ mm.

Abb. 31 zeigt zunächst einige Preßdiagramme für verschiedene Preßgeschwindigkeiten bei 650° und 700° in natürlicher Größe. Auf die Wiedergabe von Versuchen bei 520° ist wegen der starken Streuung verzichtet. Gemeinsam allen Temperaturen ist, daß der anfängliche Kraftbedarf um so höher liegt, je größer die Preßgeschwindigkeit ist. Dies erklärt sich ohne weiteres aus dem bekannten Einfluß der Geschwindigkeit. Beim Abbruch des Preßvorganges, der vorgenommen wird, wenn die Stangen unganz zu werden beginnen (vgl. Abschn. B 4 b), zeigt dagegen der Kraftbedarf bei 650° keine einfache Abhängigkeit von der Preßgeschwindigkeit. Bei 700° liegt er umso höher, je langsamer der Block verpreßt ist.

Die Ursache für das Verhalten des Kraftbedarfs bei 650° erkennen wir, wenn wir den Unterschied zwischen Anfangs- und Endtemperatur bei verschiedenen Geschwindigkeiten in Abb. 32 oben betrachten, wo der Temperaturabfall gegenüber der Solltemperatur aufgetragen ist. Einige stark herausfallende Werte sind dabei vernachlässigt, weil die Gefahr besteht, daß beim Messen der Temperatur an der sich schnell abkühlenden

Digitized by Google

Stange zu niedrige Werte gemessen wurden. Nach Abb. 32 bleibt nun die Temperatur schnell gepreßter Blöcke erhalten, während sie bei geringer Preßgeschwindigkeit bis zum Ende des Preßvorganges ganz erheblich sinkt.

Bei großer Preßgeschwindigkeit und somit gleichbleibender Temperatur ist die Form der Diagramme nach Abb. 31 ähnlich wie bei Laboratoriumsversuchen (vgl.

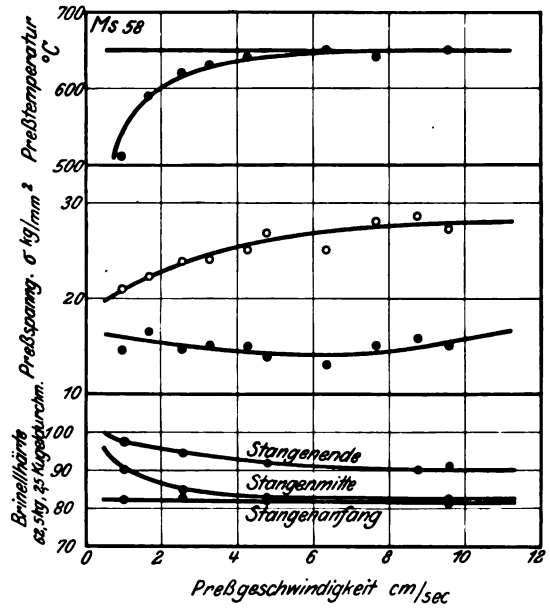


Abb. 32. Einfluß der Preßgeschwindigkeit auf die Abkühlung und den Kraftbedarf beim Pressen und die Härte der gepreßten Stangen bei Hartmessing Ms 58.
$T = 650°$, $D = 170$ mm, $d = 50$ mm, $L = 750$ mm.
Erläuterung zur Preßspannung: o = Anfangswerte, • = Mindestwerte.

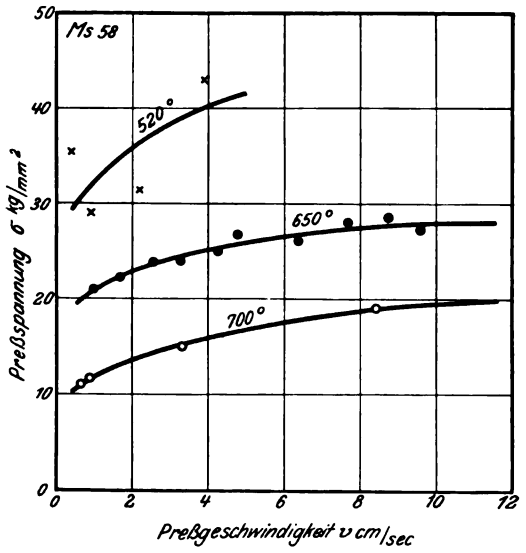


Abb. 33. Anfangswert des Kraftbedarfs bei verschiedenen Temperaturen und Geschwindigkeiten. Ms 58.
$D = 170$ mm, $d = 50$ mm, $L = 750$ mm.

Abschn. A 2). Nur ist der Abfall des Kraftbedarfs bei den Warmversuchen verhältnismäßig stärker, was sich durch die größere Reibung zwischen Werkstoff und Rezipient erklärt (vgl. Abschn. C 5). Durch den Abfall der Temperatur bei kleiner Geschwindigkeit wird naturgemäß der Fließdruck erhöht, und der Abfall des Kraftbedarfes, der auf die Verringerung der Reibung bei Abnahme der Blocklänge zurückzuführen ist, wird dadurch gemäß Abb. 32 Mitte verringert. Auch die Härte verschiedener Stangenteile in Abb. 32 unten veranschaulicht die Veränderung der Temperatur beim Pressen, da bei niedriger Preßtemperatur die Härte höher ausfällt.

Bei hoher Temperatur ist sogar entsprechend Abb. 31 der Einfluß des Temperaturabfalls so groß, daß der Kraftbedarf mit fortschreitendem Pressen nicht abfällt, sondern ansteigt. Der große Unterschied der Diagramme bei 700° und 650° beruht einmal darauf, daß, wie erwähnt, bei der höheren Temperatur der Rezipient kälter war. Weiterhin ist bei 700° natürlich auch der Temperaturabfall in der gleichen Zeit bei hohen Temperaturen größer. Schließlich ist dann auch der Einfluß einer bestimmten Temperaturerniedrigung auf den Fließdruck stärker.

Der Verlauf der Anfangs- und Endwerte des Kraftbedarfs in Abb. 32 Mitte ist nunmehr ziemlich klar. Nur die Kurve der Anfangswerte gibt den Einfluß der Geschwindigkeit ungestört wieder. Abb. 33 zeigt noch einmal die Anfangswerte für alle 3 Temperaturen. Die Kurve der E n d werte in Abb. 32 Mitte läßt dagegen schätzungsweise bei Geschwindigkeiten unter 6 cm/s einen zunehmenden Einfluß des Temperaturabfalls erkennen.

Im Vergleich zu den Laboratoriumsversuchen ist der Einfluß der Preßgeschwindigkeit bei den Warmpreßversuchen verhältnismäßig groß, und zwar besonders bei hoher Temperatur. Erhöhung der Preßgeschwindigkeit auf das Zehnfache vergrößert den Anfangskraftbedarf bei 650° um über 30%, bei 700° um 60%.

b) Abhängigkeit des Kraftbedarfs vom Verpressungsgrad.

Weiterhin wurde entsprechend Tafel 6 in einer Anzahl von Versuchen die Abhängigkeit des Kraftbedarfes vom Verpressungsgrad festgestellt.

Tafel 6. Abhängigkeit des Kraftbedarfs vom Verpressungsgrad.

Ms 58
Blockdurchmesser $D = 170$ mm
Blocklänge $L = 750$ mm

Blockdurchmesser / Stangendurchmesser D/d mm/mm	Verpressungsgrad $q = \frac{D^2-d^2}{D^2}$ %	Preßspannung σ Anfangswert kg/mm²	Preßspannung σ Mindestwert kg/mm²	Mittlere Preßtemperatur T_m °C	Mittlere Preßgeschwindigkeit v_m cm/s	Anzahl der Versuche
170/32	96,6	27,9	19,6	640	5,8	2
170/52	90,7	24,3	13,2	640	5,9	2
170/72	82,2	22,4	10,1	650	6,5	2
170/102	63,8	19,3	6,2	660	7,4	2

Dabei wurde mit verhältnismäßig großer Geschwindigkeit (6 bis 7 cm/s) gepreßt, um den Temperaturabfall möglichst zu verringern. Abb. 34 zeigt die Preßdiagramme für Blöcke, die von 170 mm Durchmesser auf 102, 72, 52 und 32 mm Durchmesser (in warmem Zustande) verpreßt wurden. Kleinere Dimensionen ließen sich nicht mehr so schnell pressen. Die Versuche wurden unterbrochen, nachdem etwa $^9/_{10}$ der Blocklänge verpreßt war. Der Kraftbedarf hatte dann ungefähr seinen Mindestwert erreicht.

Digitized by Google

In Abb. 35 ist der Kraftbedarf über dem Matrizendurchmesser, in Abb. 36 über dem Verpressungsgrad (Querschnittsabnahme) aufgetragen, und Abb. 37 bringt

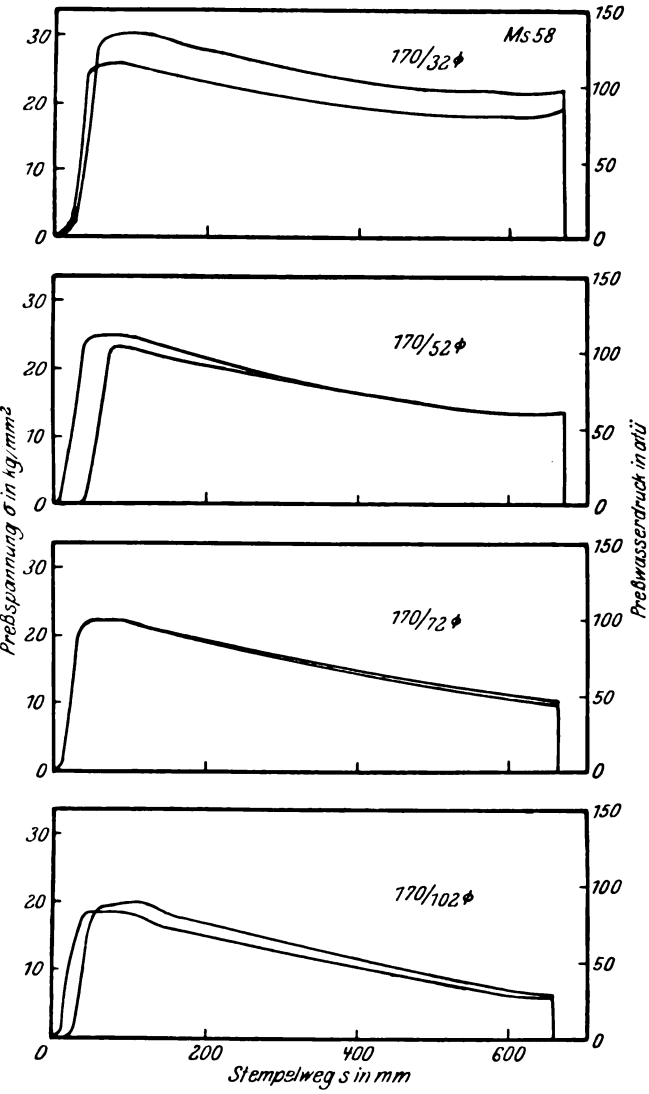


Abb. 34. Preßdiagramme für verschiedene Stangendurchmesser. Ms 58. T_m = 650°, D = 170 mm, L = 750 mm, v = 6 bis 7 cm/s.

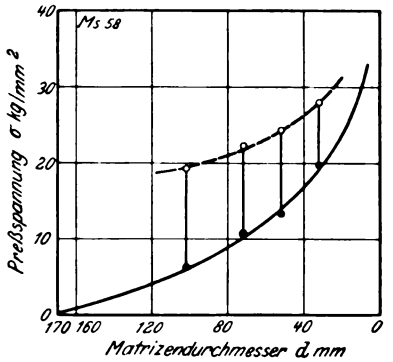


Abb. 35. Kraftbedarf bei verschiedenen Matrizendurchmessern. Ms 58. T_m = 650°, D = 170 mm, L = 750 mm, v = 6 bis 7 cm/s, o = Anfangswerte, ● = Mindestwerte.

schließlich den Kraftbedarf in Abhängigkeit vom Logarithmus des Umformungsverhältnisses (Rezipientenquerschnitt/Stangenquerschnitt). Der Mindestwert des Kraftbedarfs liegt in der letzten Darstellung wieder auf einer geraden Linie, die durch den Koordinatenanfangspunkt (Rezipientendurchmesser = Stangendurchmesser) geht. Auffällig ist es, daß die Anfangswerte des Kraftbedarfes sich nicht in eine solche Beziehung einfügen, sondern nur in geringem Maße mit dem Verpressungsgrad anwachsen.

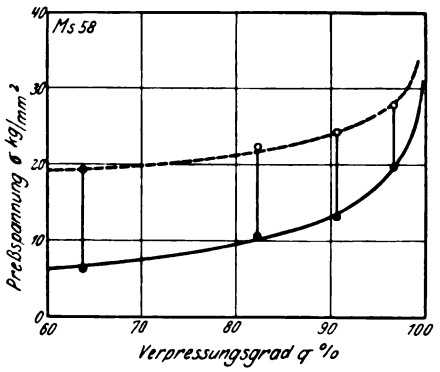


Abb. 36. Einfluß des Verpressungsgrades auf den Kraftbedarf. Ms 58. T_m = 650°, D = 170 mm, L = 750 mm, v_m = 6 bis 7 cm/s, o = Anfangswerte, ● = Mindestwerte.

Zu erwarten wäre, daß der Unterschied zwischen Anfangs- und Endwert um so größer ausfällt, je größer die Preßspannung an sich ist. Stattdessen findet sich ein erheblich größerer Abfall bei kleinen Verpressungsgraden als bei großen. Man könnte höchstens erwarten, daß die Endwerte durch die verstärkte Abkühlung bei großen Querschnittsabnahmen gestört sind. Aber gerade die Anfangswerte in Abb. 37 sind es, die sich nicht in eine einfache Beziehung einordnen. Auch ist nicht einzusehen, weshalb bei annähernd gleicher Preßgeschwindigkeit die Abkühlung vom Matrizendurchmesser abhängig sein soll.

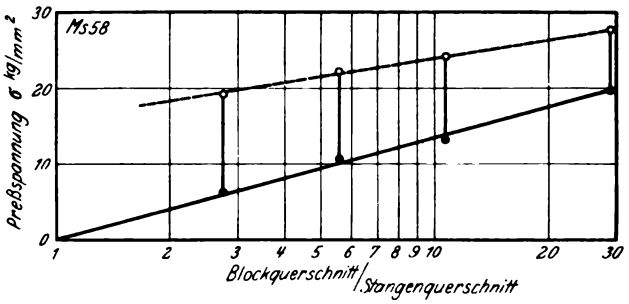


Abb. 37. Einfluß des Verpressungsgrades auf den Kraftbedarf. Ms 58. T_m = 650°, D = 170 mm, L = 750 mm, v_m = 6 bis 7 cm/s, o = Anfangswerte, ● = Mindestwerte.

Nach den vorliegenden Versuchen kann eine allgemeine Formel für den Kraftbedarf vorläufig nicht aufgestellt werden. Die Versuche reichen nicht aus, um die Wirkung aller Faktoren zahlenmäßig festzulegen, und in jedem Falle werden sich sehr verwickelte Zusammenhänge ergeben.

3. Gefüge und Eigenschaften gepreßter Messingstangen.

Die Eigenschaften gepreßter Hartmessingstangen fallen, wie schon erwähnt, über deren Länge nicht einheitlich aus, da die Temperatur des Blockes während des Preßvorganges in der Regel abnimmt. Das gleiche gilt vom Gefüge.

Da die Praxis ein möglichst gleichmäßiges Material zu gewinnen sucht, sind die Veränderungen des Gefüges und der Festigkeitseigenschaften über der Stangenlänge verschiedentlich Gegenstand von Untersuchungen ge-

Digitized by Google

wesen. Besonders stark und mannigfaltig sind die Unterschiede bei gewöhnlichem Hartmessing mit etwa 58% Cu[16, 17, 18, 19]. Bei hohen Temperaturen ist das Gefüge des Hartmessings homogen (reines β). Nach der Abkühlung ist es heterogen ($\alpha + \beta$). Je nach der Preßtemperatur ist der Anteil an ausgeschiedenen α-Kristallen im Augenblick des Pressens verschieden. Je nachdem, ob nun eine Rekristallisation vorwiegend im β-Gebiet, oder im ($\alpha + \beta$)-Gebiet oder bei zu niedrigen Temperaturen überhaupt nicht eintritt, ist auch die Korngröße und -gestalt sowohl der ursprünglichen β-Kristalle, welche auch nach dem Zerfall noch größere Kornkolonien bilden, als auch der ausgeschiedenen α-Kristalle verschieden. Und zwar steht nach den bisherigen Untersuchungen nur fest, daß die α-Kristalle am Anfang der Preßstange ziemlich scharfkantige, am Ende rundliche Form haben. Ihre Größe sowie auch die Größe der β-Einheiten unterliegt jedoch anscheinend keiner einfachen Gesetzmäßigkeit. Das Makrogefüge des Anfangs zeigt in der Regel eine geringe Streckung der Kristalle, das des Endes dagegen stets ein ausgesprochenes Zeilengefüge. Härte und Festigkeit der Stange nehmen vom Anfang zum Ende hin zu, die Dehnung und Kerbzähigkeit ab. Ersteres entspricht einfach der abnehmenden Preßtemperatur, da die Rekristallisation, wie auch das verstärkte Zeilengefüge zeigt, allmählich ausbleibt. Die Abnahme der Kerbzähigkeit wird darauf zurückgeführt, daß die rundlichen α-Kristalle mehr die Eigenschaften des verhältnismäßig spröden β-Messings hervortreten lassen als die länglichen Kristalle. Für die praktische Verwendung sehr störend ist auch die Tatsache, daß das rundliche Gefüge bei nachträglichem Erhitzen, wie es etwa zum Gesenkpressen notwendig ist, sehr grobkörnig wird.

Die bisher vorliegenden Untersuchungen behandeln jedoch nur das Gefüge und die Eigenschaften von Preßstangen, die unter üblichen Bedingungen verpreßt und gegebenenfalls einer nachträglichen Wärmebehandlung unterworfen wurden. Über den Einfluß der Preßbedingungen liegen dagegen bisher anscheinend keine Arbeiten vor. Wir haben daher an den von uns bei verschiedenen Geschwindigkeiten und Temperaturen gepreßten Stangen das Gefüge und die Härte verfolgt.

Untersucht wurden von einer größeren Zahl von Stangen je ein Abschnitt aus Anfang, Mitte und Ende von etwa 6 m langen Stangen (0,25; 3,00; 5,75 m), die aus Blöcken von 170 mm Durchmesser und 750 mm Länge auf 50 mm Durchmesser gepreßt waren. Abb. 38 zeigt das Makrogefüge geätzter Längsschliffe der Stangen in zweifacher Vergrößerung, Abb. 39 das Mikrogefüge in der Mitte in 60facher Vergrößerung. Den Verlauf der Härte der bei 650° verpreßten Stangen geben Tafel 5 und Abb. 40, der bei 520° und 700° verpreßten Stangen Tafel 5 und Abb. 41 wieder. Die Abhängigkeit der Härte von der Preßgeschwindigkeit bei 650° wurde auch schon in Abb. 32 unten gezeigt.

Bei der normalen Preßtemperatur von 650° ist das Makrogefüge der Anfangsabschnitte in der Mitte ziemlich grobkörnig und wenig gelängt, während in den Außenzonen sich schon das Zeilengefüge ausgebildet hat. Bei hoher Preßgeschwindigkeit (Abb. 38a) ist das Gefüge im Mittelteil der Stange noch fast wie am Anfang der Stange beschaffen. Am Ende der Stange liegt dagegen ein ausgeprägtes Zeilengefüge vor. In gleicher Weise zeigen die Mikroaufnahmen (Abb. 39a) am Anfang und in der Mitte der Stange grobe nadlige α-Ausscheidungen, am Ende dagegen rundliche und teilweise stark gelängte α-Kristalle. Der Befund der bei geringer Geschwindigkeit gepreßten Stange läßt sich einfach so beschreiben (Abb. 38b und 39b), daß der Anfang gleichartig ist, wie bei der schnell gepreßten Stange, die Mitte aber schon deren Ende entspricht. Das Ende der langsam gepreßten Stange zeigt dann ein sehr feinkörniges Gefüge, das in Zeilen angeordnete, kleine rundliche α-Kristalle enthält.

Auch der Verlauf der Härte in Abb. 40 steht mit dem Gefüge in voller Übereinstimmung. Bei der schnell gepreßten Stange ist die Härte am Anfang und in der Mitte nahezu gleich, am Ende rund 10% höher. Bei der langsam gepreßten Stange hat der Anfang die gleiche Härte wie bei der schnell gepreßten Stange, dann wächst diese nach dem Ende zu stark an. Die mit dazwischenliegenden Geschwindigkeiten verpreßten Stangen reihen sich in dieses Bild vollkommen ein. Jedoch sind die Unterschiede besonders groß bei kleinen Geschwindigkeiten, während sich die mit 5 und 10 cm/s verpreßten Stangen hinsichtlich der Härte nur verhältnismäßig wenig unterscheiden.

Die bei der niedrigen Temperatur von rund 520° verpreßten Stangen kommen zunächst entsprechend Abb. 40c und d unganz heraus und werden erst nach etwa 1 m zylindrisch. Das Gefüge bei hoher und langsamer Preßgeschwindigkeit unterscheidet sich nicht wesentlich. Im Anfang der Stange zeigt sich ein auffallend grobes und unregelmäßiges Makrogefüge, das sich sehr schwer herausätzen ließ. Die α-Kristalle sind nach Abb. 39c und d offenbar erst nach der Ausscheidung verformt, da sie kaum noch scharfkantig erscheinen und besonders am Stangenende stark gelängt sind. Am Stangenanfang muß auch eine teilweise Rekristallisation stattgefunden haben, die an der Zwillingsstreifung erkenntlich ist.

Die Härte nimmt nach Abb. 41 wieder bei der schnell gepreßten Stange nur langsam von Anfang bis Ende zu, bei der langsam gepreßten dagegen ziemlich stark. Im ganzen liegt sie etwas höher als bei den bei 650° gepreßten Stangen.

Durch die höchste erreichbare Preßtemperatur von etwa 700° läßt sich, wie danach zu erwarten ist, bei hohen Geschwindigkeiten sowohl nach Abb. 38e und 39e ein gleichmäßigeres Gefüge, als auch nach Abb. 41 eine gleichmäßigere Härte als bei 650° erzielen. Die α-Kri-

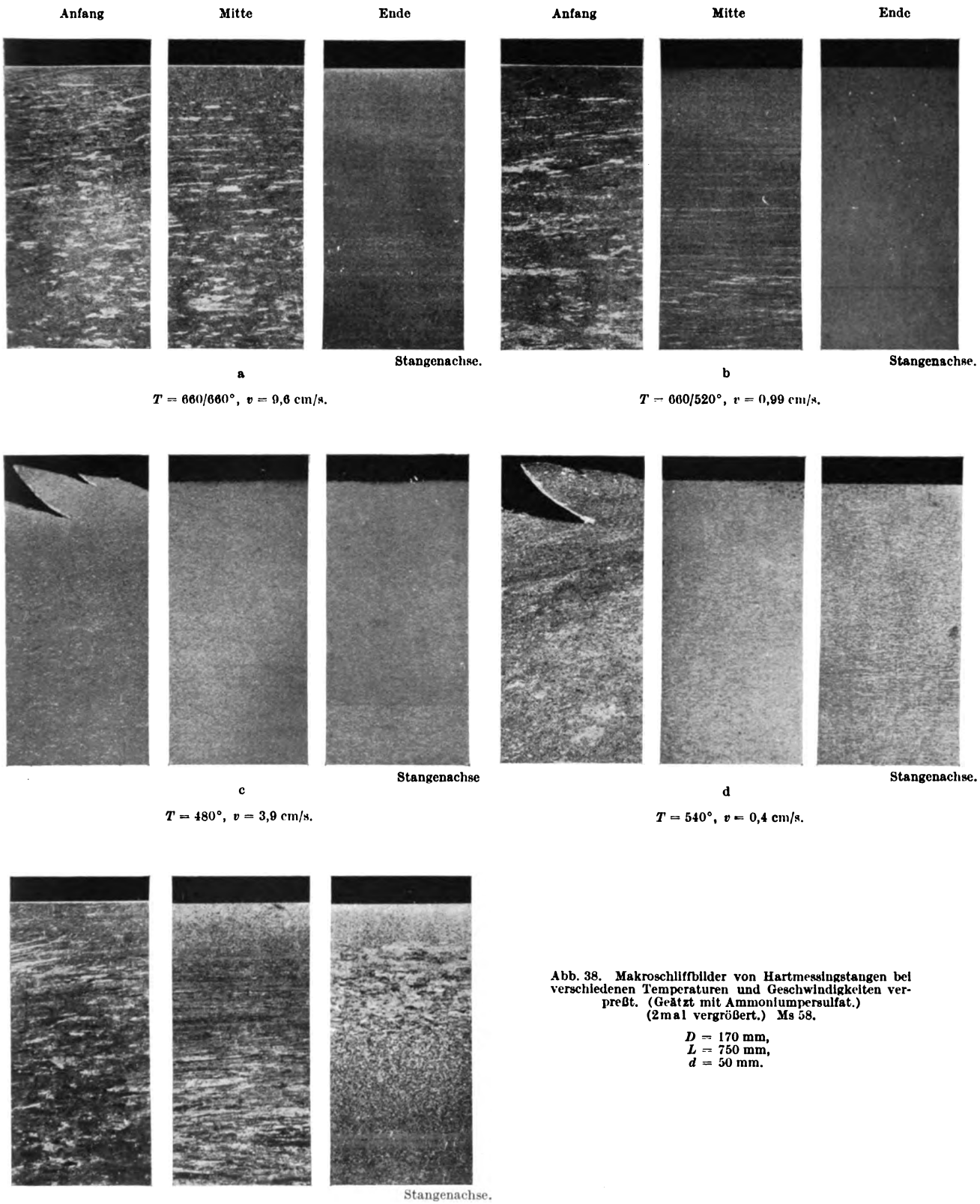
[16] W. Köster: Das technologische Verhalten gepreßter Messingstangen. Z. anorg. Chem. Bd. 154, S. 197—208. 1926.

[17] R. Hinzmann: Die Wärmebehandlung und Gefügeausbildung von ($\alpha + \beta$)-Messing. Z. Metallkunde Bd. 19, S. 297—302. 1927.

[18] R. Hinzmann und H. Flössner: Die Gefügeausbildung in Hartmessing Ms. 58. Z. Metallkunde Bd. 22, S. 115—118. 1930.

[19] P. Siebe und G. Elsner: Die Gefügeausbildung von Hartmessing Ms 58 nach verschiedener Wärmebehandlung. Z. Metallkunde Bd. 22, S. 109—114. 1930.

Digitized by Google



a
T = 660/660°, v = 9,6 cm/s.

b
T = 660/520°, v = 0,99 cm/s.

c
T = 480°, v = 3,9 cm/s.

d
T = 540°, v = 0,4 cm/s.

e
T = 710°, v = 8,4 cm/s.

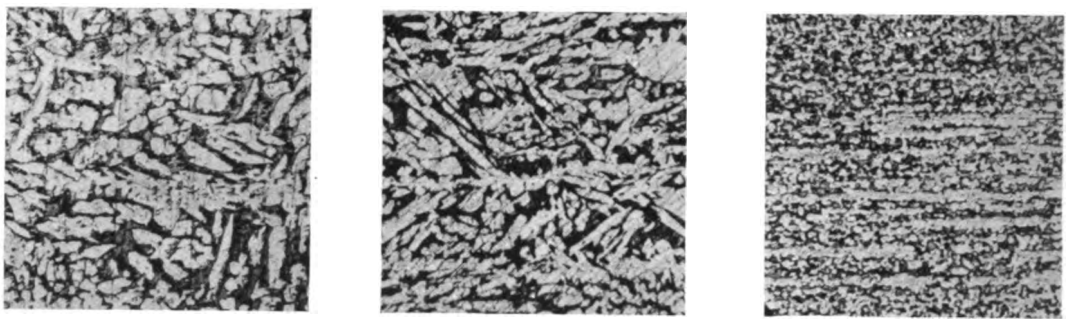
Abb. 38. Makroschliffbilder von Hartmessingstangen bei verschiedenen Temperaturen und Geschwindigkeiten verpreßt. (Geätzt mit Ammoniumpersulfat.) (2mal vergrößert.) Ms 58.

D = 170 mm,
L = 750 mm,
d = 50 mm.

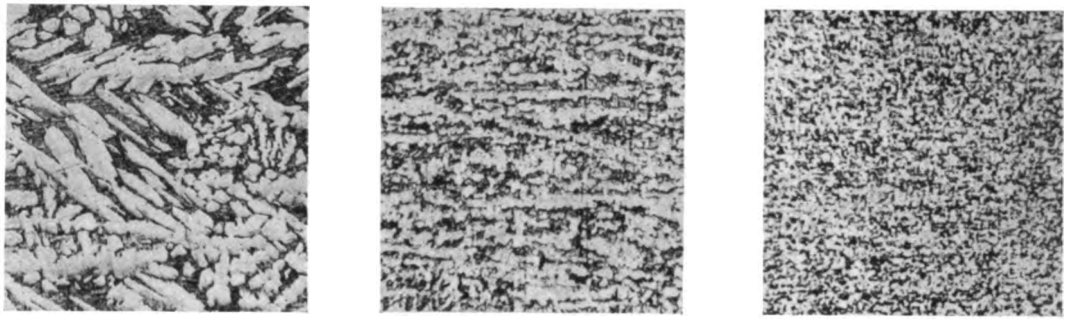
stalle (Abb. 39e) erscheinen selbst am Ende noch ziemlich scharfkantig und verhältnismäßig wenig gelängt. Im Makrogefüge des Endabschnittes (Abb. 38e) fällt auf, daß eine stark grobkörnige Randzone entstanden ist. Gefüge und Härte langsam gepreßter Stangen unterscheiden sich nur wenig von denen bei 650° gepreßter und scheinen gegenüber diesen allgemein zu höheren Geschwindigkeiten verschoben. Ein deutlicher Unterschied ist nur darin zu erkennen, daß in den Mikroaufnahmen die α-Ausscheidungen scharfkantiger sind. Ein solches Gefüge ist nach den früheren Untersuchungen zu erwarten, wenn die Verformung vorwiegend im β-Gebiet erfolgt ist und die Ausscheidungen erst in der fertigen Preßstange vor sich gehen.

Digitized by Google

Stangenanfang | Stangenmitte | Stangenende

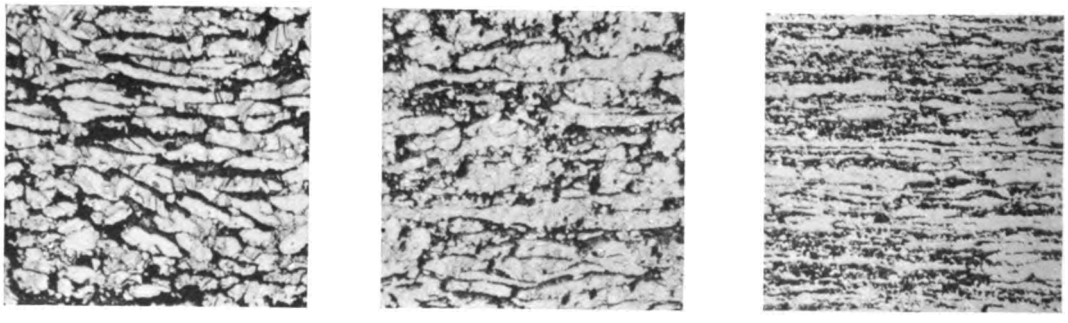


a
T = 660/660°, v = 9,6 cm/s.



b
T = 660/520°, v = 0,99 cm/s.

c
T = 480°, v = 3,9 cm/s.



d
T = 540°, v = 0,4 cm/s.

e
T = 710°, v = 8,4 cm/s.

Abb. 39. Mikroschliffbilder von Hartmessingstangen bei verschiedenen Temperaturen und Geschwindigkeiten verpreßt. (Geätzt mit Ammoniumpersulfat.) (60mal vergrößert.) Ms 58. D = 170 mm, L = 750 mm, d = 50 mm.

Digitized by Google

Die scharfkantige Form der α-Kristalle bedingt einmal den Vorzug, daß die α-Kristalle ein zusammenhängendes Skelett bilden und dem Hartmessing dadurch ihre günstigen Eigenschaften verleihen. Der Umstand, daß die Kristalle erst nach dem Pressen entstanden sind, hat weiterhin den Vorteil, daß sie stabil sind und das Gefüge infolgedessen durch eine nachträgliche Wärmebehandlung kaum verändert werden kann. Das Inlösunggehen und Wiederausscheiden der α-Kristalle erfolgt anscheinend

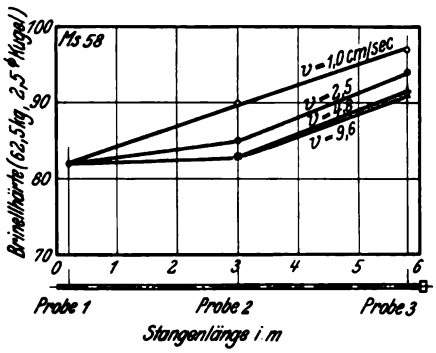


Abb. 40. Härte von Hartmessingstangen, bei 650° mit verschiedenen Geschwindigkeiten verpreßt.

ohne Veränderung der Grenzen der ursprünglichen β-Kristalle und führt daher bei gleichen Abkühlungsbedingungen zum gleichen Endzustand. Diesen Vorteilen gegenüber fällt eine etwaige verhältnismäßig grobe Ausbildung der α-Kristalle nicht ins Gewicht.

Das rundliche Gefüge muß wohl als eine Anfangsstufe der Rekristallisation von α-Kristallen aufgefaßt werden, welche sich schon im Block ausgeschieden haben und beim Verpressen stark verformt sind. Hieraus erklärt sich auch ihre starke Neigung zur Kornvergröberung bei nachträglicher Glühung, die eine allgemeine Eigenschaft von rekristallisierten Kristallen ist.

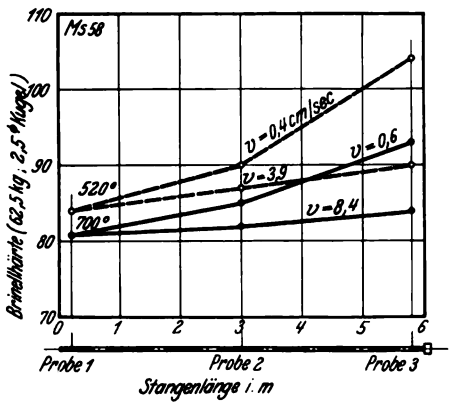
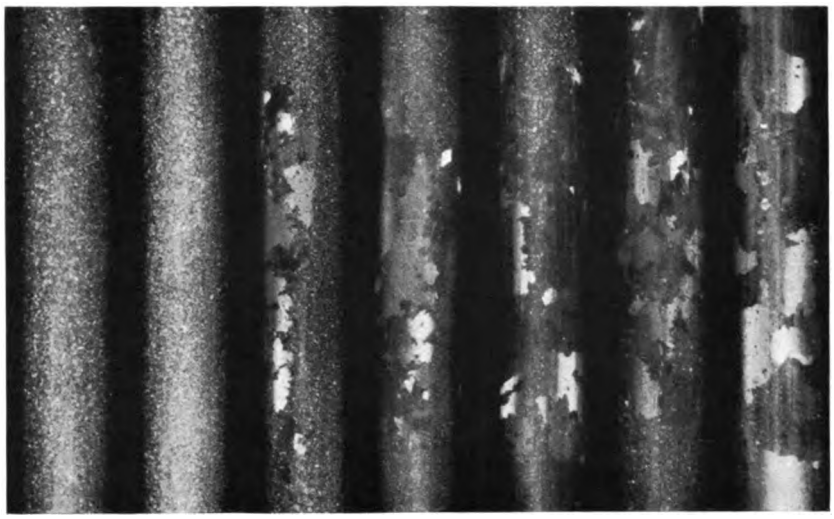


Abb. 41. Härte von Hartmessingstangen, bei 520° und 700° mit verschiedenen Geschwindigkeiten verpreßt.

Demnach ist es klar, daß zur Erzielung eines günstigen Gefüges über die ganze Stangenlänge möglichst hohe Preßgeschwindigkeiten vorteilhaft sind. Wir sind bei unseren Blöcken ohne Schwierigkeiten bis zu 10 cm/s Stempelgeschwindigkeit gekommen. Ob die Verwendung hoher Preßtemperaturen allgemein empfohlen werden kann, ist nach unseren wenigen Versuchen noch nicht angebbar. Es sei nochmals daran erinnert, daß nach Abb. 38e bei den sehr heiß und schnell gepreßten Stangen am Stangenende eine grobkörnige Randzone festgestellt wurde. Ob dies die Anwendung hoher Preßtemperaturen beeinträchtigt, wäre durch weitere umfangreiche Versuche festzustellen.



v = 0,022 0,047 0,184 0,211 0,667 1,12 ~1,5 mm/s.

Abb. 42. Gefüge von Bleistangen, bei verschiedenen Geschwindigkeiten verpreßt. (Nat. Größe.)

Das Auftreten sehr grober Kristalle beim schnellen Pressen wurde übrigens auch beim Pressen von Blei in den Laboratoriumsversuchen festgestellt. Wie Abb. 42 zeigt, entstanden sehr große Kristalle in wachsender Menge mit zunehmender Preßgeschwindigkeit. Die groben Kristalle liegen dabei ohne Übergang in der feinkörnigen Grundmasse. Erfahrungsgemäß ist zu vermuten, daß das Entstehen solcher großen Kristalle in sehr starkem Maße von dem Reinheitsgrad des Materials, ferner von der Temperatur und dem Verpressungsgrad abhängt. Bei Zinn wurde etwas Gleichartiges nicht beobachtet; sämtliche Probestangen fielen feinkörnig aus.

4. Untersuchung der Fließvorgänge.

a) Verfahren zur Verfolgung des Materialflusses.

Um einen Einblick in die Fließvorgänge beim Warmpressen zu gewinnen, wurde in grundsätzlich gleicher Weise vorgegangen wie bei den Laboratoriumsversuchen (vgl. Abschn. A 3a). Das dort ausgearbeitete Verfahren hat sich auch für die Versuche in der Praxis ausgezeichnet bewährt.

Hierzu wurde ein Block von rund 170 mm Durchmesser und 360 mm Länge (gelegentlich auch 300 mm Länge) der Länge nach durchsägt und, beide Hälften zusammengelegt, zu einem zweiteiligen Block von 165 mm Durchmesser abgedreht. In die Mittelebene des einen Halbblockes wurde ein quadratisches Netzwerk (20 mm Nutenabstand) eingehobelt und mit Graphit gefüllt (vgl. Abb. 20). Ferner wurde zwischen die Halbblöcke mit Graphit-Lehmmasse bestrichene Pappe eingelegt, wodurch ein Verschweißen der Halbblöcke im Ofen und in der Presse unterbunden wurde. Das Gleiten der Halbblöcke aufeinander beim Anwärmen usw. wurde durch zwei in Ringnuten eingelegte Eisendrähte verhindert. Diese wurden vor dem Einsetzen entfernt. Das Ein-

Digitized by Google

setzen der geteilten Blöcke ging bei einiger Übung ebenso schnell vonstatten wie von massiven Blöcken. Nach dem Verpressen und Herausnehmen fielen die beiden Halbblöcke auseinander. Das Netzwerk war dann gleicherweise auf beiden Halbblöcken zu erkennen.

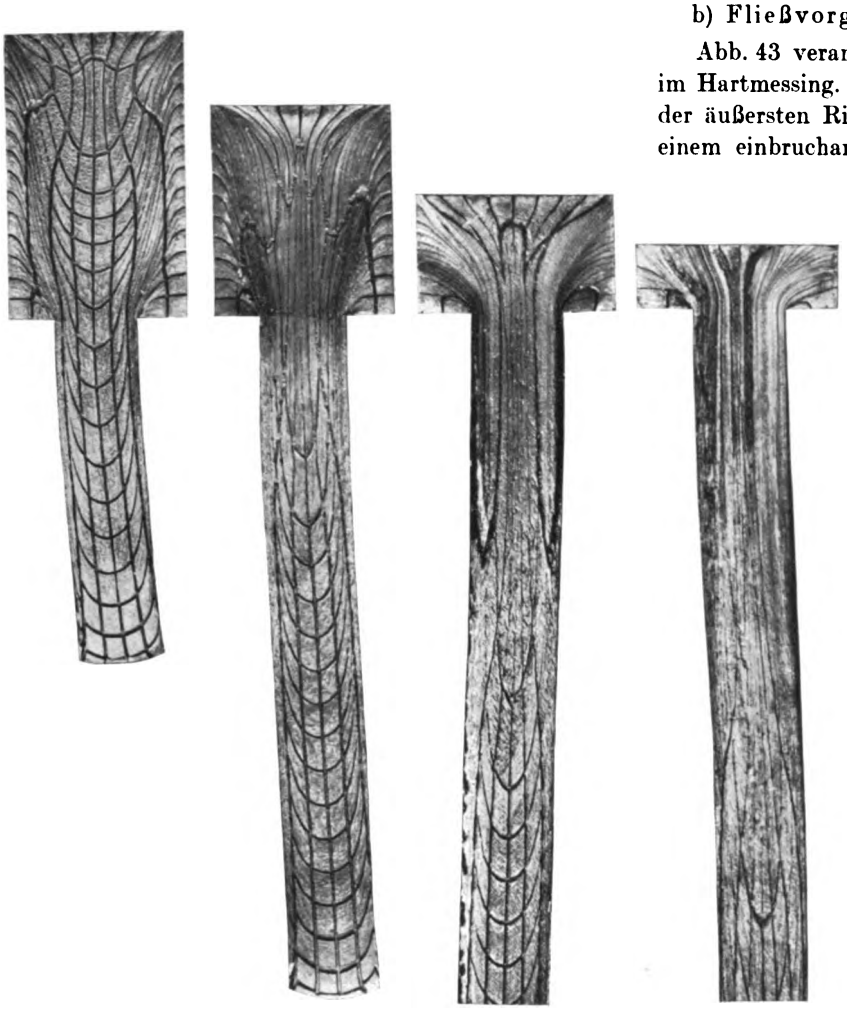


Abb. 43. Materialfluß in gepreßten Hartmessingstangen. Ms 58.
T = 650°, D = 170 mm, d = 80 mm, L = 360 mm. (~1/7 nat. Größe.)

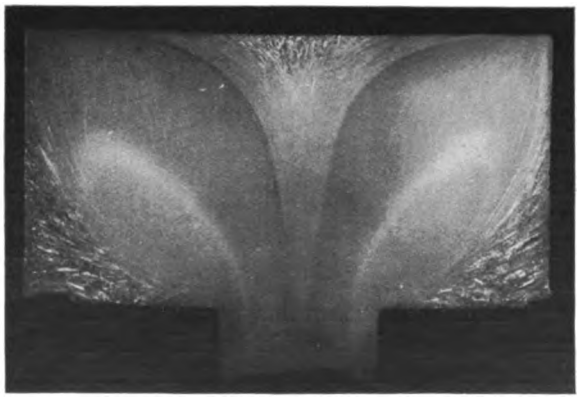


Abb. 45. Preßrest von Hartmessing mit Zweiwachs. (~1/2 nat. Größe.)
T = 650°, D = 170 mm, d = 50 mm, L = 750 mm.

Wie schon im ersten Teil der Arbeit besprochen, ist ein solches Verfahren zur Feststellung der Fließvorgänge einwandfreier als ein Zusammensetzen der Versuchsblöcke aus verschiedenen Materialschichten. Die Spannungsverhältnisse können von denen in unzerteilten Blöcken kaum abweichen, da die Trennungsfläche eine Symmetrieebene ist, die größtenteils Druckspannungen zu übertragen hat. Allein das vorderste Ende der heraustretenden Stange klafft wieder wie bei den Laboratoriumsversuchen auf ein kurzes Stück auf.

b) Fließvorgänge bei Messing und Kupfer.

Abb. 43 veranschaulicht zunächst den Fließvorgang im Hartmessing. Man erkennt deutlich eine Stauchung der äußersten Ringzone des Blockes, die allmählich zu einem einbruchartigen Hineinziehen der Oberfläche an der Druckplatte führt. Die ausgepreßte Stange fällt zwar zunächst über eine gewisse Länge gleichmäßig aus; sobald aber der Einbruch in die Stange hineinzufließen beginnt, werden die einzelnen Materialfasern sehr stark

Abb. 44. Hartmessingstange mit Zweiwachs.
(Nat. Größe.)

und ungleichmäßig verformt. Werden dann oxydische Teilchen der Oberfläche mit in die Stange hineingezogen, so wird, wie Abb. 44 zeigt, die Stange unganz und nicht mehr brauchbar. Das Pressen wird daher beendet, wenn der Block noch etwa eine Höhe vom halben Blockdurchmesser hat. Daß die Oberfläche wirklich in die Stange hineinwandert, erkennt man zunächst in Abb. 43 daran, daß die Netzteilungen an der Druckplatte nach innen zusammengeschoben werden. Der geätzte Schliff

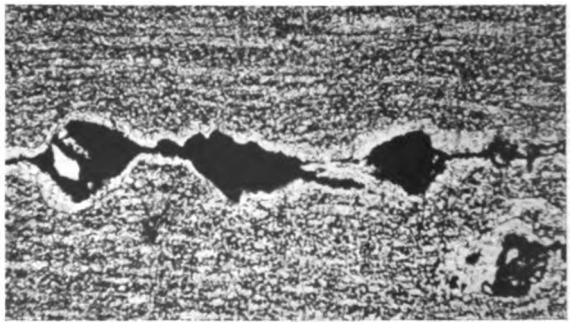


Abb. 46. Hartmessingstange mit Zweiwachs.
(60fach vergrößert.)

eines Restbutzens in Abb. 45 läßt erkennen, wie außerordentlich turbulent der Materialfluß im Einbruchsgebiet ist und wie die oxydische Oberfläche längs der Wandung eines Trichters in die Stange hineinwandert. Abb. 46 zeigt noch einen stark vergrößerten Schliff einer solchen Stelle mit „Zweiwachs".

Digitized by Google

Die beschriebenen Fließerscheinungen decken sich im wesentlichen mit früheren Beobachtungen[1, 2, 3, 4, 5, 6], die größtenteils ebenfalls an Messing gewonnen sind. Eine Erklärung für diesen Vorgang fehlt zunächst. Besonders unbefriedigend ist es dabei, daß der Fließvorgang bei den Warmpreßversuchen so ganz anders verläuft als bei den Kaltpreßversuchen an Blei und Zinn (vgl. Abschn. A 3b). Wir haben daher zunächst danach gesucht, ob nicht an anderen Stoffen und unter anderen Versuchsbedingungen Fließvorgänge beobachtet werden können, welche denen bei Laboratoriumsversuchen nahekommen.

Abb. 47. Materialfluß bei einer gepreßten Kupferstange. (~1/8 nat. Größe.) D = 170 mm, d = 80 mm, L = 360 mm.

Abb. 48. Materialfluß bei einer aus einem Sechskantblock gepreßten Kupferstange. (1/8 nat. Größe.) D = 180 mm, d = 80 mm, L = 300 mm.

Abb. 49. Materialfluß bei einer aus einem Sechskantblock gepreßten Hartmessingstange. (1/8 nat. Größe.) D = 180 mm, d = 80 mm, L = 360 mm.

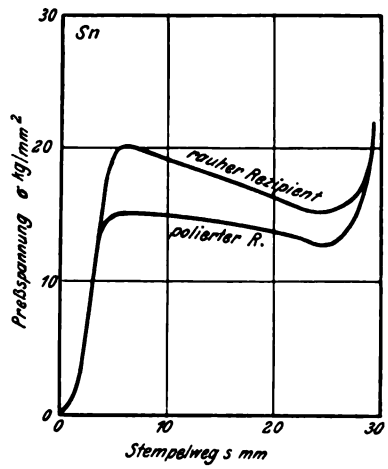


Abb. 50. Preßdiagramme beim Pressen von Zinn mit rauhem und poliertem Rezipienten. D = 22 mm, d = 11 mm, L = 30 mm, v = 0,2 mm/s.

In der Tat zeigt schon Kupfer, unter den gleichen Bedingungen wie Messing verpreßt, nach Abb. 47 eine viel gleichmäßigere Umformung der verschiedenen Blockteile als das Hartmessing. Immerhin liegt noch ein erheblicher Unterschied gegenüber den Laboratoriumsversuchen darin, daß die äußerste Blockzone besonders

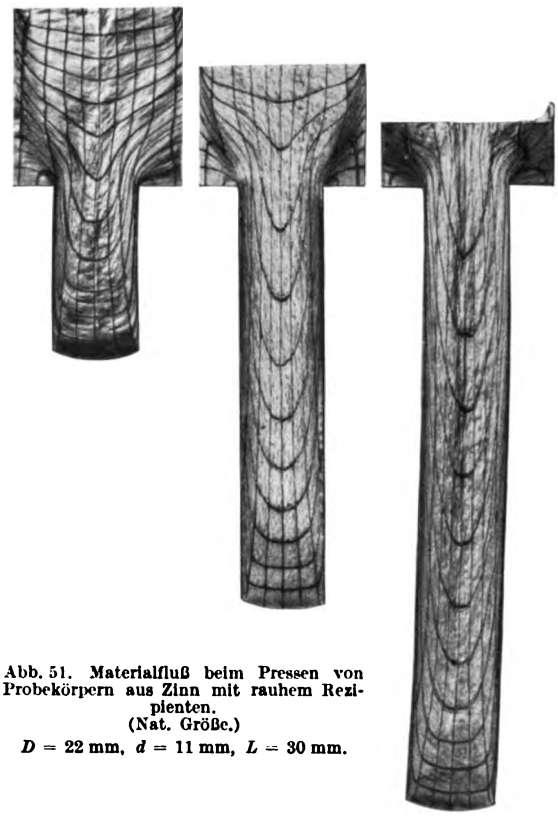


Abb. 51. Materialfluß beim Pressen von Probekörpern aus Zinn mit rauhem Rezipienten. (Nat. Größe.) D = 22 mm, d = 11 mm, L = 30 mm.

in dem an der Druckplatte anliegenden Teil von Anfang an stark gestaucht wird. An der Verformung nimmt auch hier der gesamte Block teil, während bei den Laboratoriumsversuchen nur das der Matrize unmittelbar benachbarte Material das in die Stange abfließende Material liefert.

Es wurde vermutet, daß die Ursache dieser Unterschiede in der wesentlich größeren Reibung zwischen Block und Rezipient beim Warmpressen zu suchen ist. Daß dies der Fall ist, geht schon aus dem stärkeren Abfall des Kraftbedarfs beim Pressen hervor. Aus dieser Annahme heraus wurde an einer anderen Presse ein Block nach einem Verfahren verpreßt, das sonst nur zur Herstellung von Rohren angewandt wird. Und zwar wurde ein Kupferblock mit sechseckigem Querschnitt verarbeitet, da erwartet wurde, daß dann eine innige, mit großer Reibung behaftete Berührung zwischen Block und Rezipient sich erst allmählich im Laufe des Preßvorganges einstellen würde. Wie Abb. 48 zeigt, ergab sich in diesem Falle immerhin überraschenderweise ein fast gleichartiges Bild, wie auch bei den Laboratoriumsversuchen mit Zinn und Blei. In der Außenzone beschränken sich die Stauchungen nunmehr nur noch auf die der Matrize benachbarten Teile. Daß überhaupt noch Störungen in der Nähe der Druckplatte festzustellen sind, hängt wahrscheinlich damit zusammen, daß mit Schale gepreßt worden ist. Daß diese Störungen sehr gering sind, liefert den noch ausstehenden wichtigen Beweis, daß das Stehenbleiben einer Schale den Fließ-

Digitized by Google

vorgang nicht wesentlich beeinflußt. Der Hauptzweck dieses Verfahrens ist ja nur, möglichst zu verhindern, daß die oxydreiche Oberfläche in die Stange hineingeht.

Bei einem in gleicher Weise verpreßten Messingblock allerdings ist auch dann noch nach Abb. 49 der Einbruch der Außenzonen nicht unterbunden. Immerhin scheint der Fließvorgang gleichmäßiger zu sein als in dem in Abb. 43 wiedergegebenen normalen Falle. Der Verlauf der Zeichnung läßt auch eine gewisse Ähnlichkeit mit dem des auf gewöhnliche Weise verpreßten Kupfers in Abb. 47 erkennen.

Wir haben schließlich auch noch den umgekehrten Weg eingeschlagen und einige Laboratoriumsversuche durchgeführt, bei denen die Reibung zwischen Probeblock und Rezipient durch Verwendung eines rauhen (geschruppten) Rezipienten anstatt des sonst verwendeten polierten erhöht war. Der Stempel hatte dabei ein geringes Spiel, sodaß eine Schale von etwa $^1/_{10}$ bis $^2/_{10}$ mm Stärke stehen blieb. Daß die Reibung dadurch in der Tat erheblich erhöht ist, läßt Abb. 50 erkennen.

Abb. 52. Trichterbildung bei einem restlos verpreßten Messingblock. ($^6/_{10}$ nat. Größe.)

Der Kraftbedarf ist jetzt anfänglich wesentlich größer und fällt dann im Verlauf des Preßvorgangs weit stärker ab als bei poliertem Rezipienten. Wie Abb. 51 zeigt, ist nunmehr auch der Fließvorgang in der Tat genau der gleiche wie beim Kupferblock in Abb. 47.

Mit diesen Versuchen ist der grundsätzlich sehr wichtige Beweis geliefert, daß weder der Unterschied in den Dimensionen, noch in den Temperaturverhältnissen zwischen den Kaltpreßversuchen im Laboratorium und den Warmpreßversuchen in der Praxis die Fließvorgänge wesentlich beeinflußt. Die bisher regelmäßig beobachteten Abweichungen, welche eine gegenteilige Auffassung stützten, sind hier auf Faktoren zurückgeführt, die sich sowohl in dem einen wie in dem anderen Falle bis zu einem gewissen Grade willkürlich beeinflussen lassen. Infolgedessen erscheint es auch nicht ausgeschlossen, daß die hier gewonnene Erkenntnis die Grundlage für eine systematische Beeinflussung des Preßvorganges in Zukunft liefert. Jedenfalls geht aus diesen Versuchen die Bedeutung der Oberflächenbeschaffenheit von Rezipient und Block hervor.

Fragen wir uns weiterhin nach der Ursache des Unterschiedes im Verhalten von Kupfer und Messing, so können wir sie nur in der bekannten Tatsache suchen, daß bei einem besonders in Kokille gegossenen Block von ($\alpha + \beta$)-Messing die Außenhaut infolge Seigerung* erheblich härter ist als das Innere, während das homogene Kupfer stets und überall etwa die gleiche Härte hat. Das Einbrechen der rohrförmigen Randzone ist dann möglicherweise als eine Knickerscheinung aufzufassen.

Auch beim Warmpressen tritt, wie Abb. 52 an einem sehr weitverpreßten Block zeigt, gegen Ende des Preßvorganges Trichterbildung und Einschnürung auf. Diese läßt sich jedoch vollständig unterdrücken, wenn man entsprechend den durch die Laboratoriumsversuche entwickelten Richtlinien (vgl. Abschn. A 3c) die Druckplatte konkav gestaltet. Der Block läßt sich dann nach Abb. 53 ganz auspressen, ohne daß Trichterbildung auftritt. Bei der in Abb. 53 wiedergegebenen

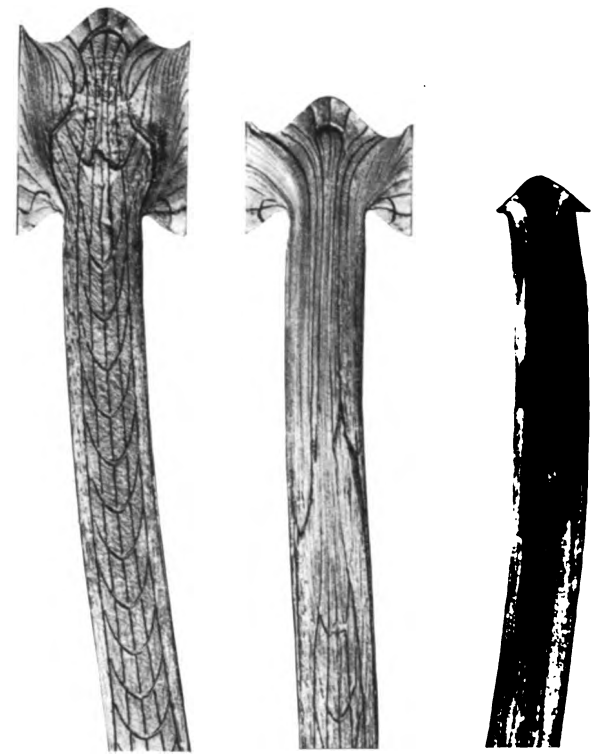


Abb. 53. Unterbindung der Trichterbildung bei Verwendung einer konkaven Druckplatte. Ms 58. (~$^1/_4$ nat. Größe.)
$T = 650°$, $D = 170$ mm, $d = 80$ mm, $L = 360$ mm.

Probe kam dabei versuchsweise auch eine vorspringende Matrize zur Anwendung. Wie Abb. 54 zeigt, hat dies jedoch praktisch keinen Unterschied gegenüber einer ebenen Matrize zur Folge. Im Falle einer ebenen Druckplatte ist der Fließvorgang zu Beginn nur wenig anders. Die spätere Neigung zur Trichterbildung erkennt man nur daran, daß bei gerader Druckplatte die in ihrer Nachbarschaft befindlichen Materialteilchen viel früher zu fließen beginnen als bei konkaver Druckplatte. Dadurch erscheint ferner auch der Einbruch der äußersten Zone und das Hineinziehen der oxydischen Oberfläche etwas verzögert, sodaß eine konkave Druckplatte vielleicht auch dazu dienen kann, die Ausbeute an einwandfreien Messingstangen zu erhöhen. Einige Versuche nach dieser Richtung haben jedoch bisher nicht zu einem klaren Ergebnis geführt.

* Vgl. A. Schimmel: Kupferlegierungen. Berlin: Julius Springer 1930.

Digitized by Google

Ein geätzter Schliff des Restbutzens in Abb. 55 läßt auch die Verformung bei konkaver Druckplatte lange nicht so ungleichmäßig erscheinen wie in Abb. 45 bei Verwendung einer ebenen Druckplatte.

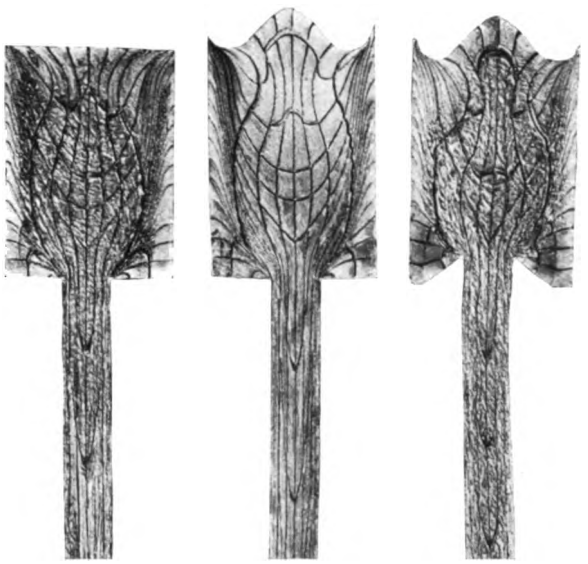


Abb. 54. Materialfluß in Hartmessingblöcken bei verschiedenen Druckplatten- und Matrizenformen. Ms 58. (~ 1/4 nat. Größe.) $T = 650°$, $D = 170$ mm, $d = 50$ mm, $L = 360$ mm.

Abb. 55. Preßrest bei Verwendung einer konkaven Druckplatte und entsprechend gestalteter Matrize. (1/2 nat. Größe.) $D = 170$ mm, $d = 48$ mm, $L = 750$ mm.

C. Theorie des Fließvorganges beim Stangenpressen.

1. Entwicklung der Formeln für den Kraftbedarf.

Ein Versuch zu einer strengen Berechnung des Kraftbedarfes für den Ausfluß einer plastischen Masse liegt von Hencky[20] vor. Seine Ausführungen sind jedoch vorläufig mehr vom mathematischen Standpunkte aus zu werten, da der Weg zu ihrer praktischen Anwendung nicht gezeigt wird.

Auch eine näherungsweise Behandlung des Preßvorganges steht noch aus. Für den praktisch vorwiegend interessierenden Fall einer scharfkantigen Matrize ist ein gangbarer Weg zur Berechnung des Kraftbedarfes vorläufig nicht erkennbar. Die von uns durchgeführten Versuche zeigen, wie verwickelt in diesem Falle die Fließvorgänge sind. Sie bedürfen daher überhaupt erst noch einer genaueren Analyse, die im folgenden Abschnitt versucht werden wird.

[20] Hencky: Über langsame stationäre Strömungen in plastischen Massen mit Rücksicht auf die Vorgänge beim Walzen, Pressen und Ziehen von Metallen. Z. ang. Math. Mech. Bd. 5, S. 115—124. 1925.

Einen Angriffspunkt zur theoretischen Erfassung des Kraftbedarfs beim Pressen sehen wir zunächst nur darin, daß eine Matrize mit konischem Preßkanal ins Auge gefaßt wird. Aus diesem Grund sind schon in Abschnitt A 3b Versuche mit Matrizen verschiedener Konizität durchgeführt worden, die erkennen lassen, daß mit zunehmender Steilheit der Matrizenwände eine allmähliche Veränderung des Materialflusses zum Fall der scharfkantigen Matrize hin stattfindet.

Das Problem der Spannungsverteilung in einer konischen Matrize beim Pressen ist nun identisch mit dem der Spannungsverteilung in einer konischen Düse beim Drahtziehen. Diese Aufgabe ist schon mehrfach auf Grund verschiedener Annahmen durchgeführt worden und von Linicus und Sachs[14] einer eingehenden experimentellen Prüfung unterzogen worden.

Der Hauptanteil bei jedem technologischen Umformungsvorgang besteht in der Arbeit, welche der Materialfluß erfordert. Der Rest entfällt auf die Reibung zwischen Werkstoff und Werkzeug. Vernachlässigt man daher zunächst die Reibung, so läßt sich mit einigen Annahmen der Kraft- und Arbeitsaufwand beim Pressen in einfachster Weise berechnen. Diese Annahmen, die den wirklichen Verhältnissen nur unvollkommen gerecht zu werden imstande sind und daher im folgenden noch teilweise einer genaueren Prüfung unterzogen werden müssen, sind mit den Bezeichnungen der Abb. 56:

1. Der axial wirkende Preßdruck P verteilt sich gleichmäßig über jeden Querschnitt $f = \pi \cdot r^2$ des Preßgutes in der Matrize.

2. Der Wanddruck p und die mittlere Druckspannung σ mögen als Hauptspannungen angesehen werden.

3. Im fließenden Bereich sei die Schubspannung konstant:

$$p - \sigma = k. \tag{3}$$

Annahme 1 und 2 können nur für kleine Winkel α einigermaßen zutreffen. Die Gleichgewichtsbedingung lautet in diesem Falle ($\operatorname{tg}\alpha \sim \sin\alpha \sim \alpha$):

$$0 = \sigma \cdot f - (\sigma + d\sigma) \cdot (f + df) + p \cdot 2\pi r\, dx \cdot \alpha. \tag{4}$$

Mit:

$$x = \frac{r}{\alpha}, \qquad dx = \frac{dr}{\alpha} \tag{5}$$

wird:

$$\sigma \cdot 2r \cdot dr + r^2 \cdot d\sigma - p \cdot 2r \cdot dr = 0 \tag{6}$$

und nach Einsetzen von Gleichung (3):

$$d\sigma = 2\frac{dr}{r} \cdot k,$$

$$\sigma = k \int_{x_1}^{x} 2\frac{dr}{r} = k \cdot \ln \frac{r^2}{r_1^2} + C. \tag{7}$$

An der Stelle x_1 ist $\sigma = 0$, daher $C = 0$, an der Stelle x_2 ist $\sigma =$ der Preßspannung σ_e:

$$\sigma_e = k \cdot \ln \frac{D^2}{d^2}. \tag{8}$$

Die Berücksichtigung der Reibung gestaltet die Rechnung wesentlich verwickelter. Da sie für den Fall des Drahtziehens schon ausführlich durchgeführt ist[21],

[21] G. Sachs: Zur Theorie des Zieh vorganges. Z. ang. Math. Mech. Bd. 7, S. 235—236. 1927.

Digitized by Google

begnügen wir uns hier mit dem Ansatz und dem Ergebnis. Die Gleichgewichtsbedingung in axialer Richtung ergibt sich aus Abb. 57 in entsprechender Weise wie Gleichung (4):

$$0 = d(\sigma \cdot \pi r^2) + p \cdot 2\pi r \frac{dx}{\cos\alpha}(\sin\alpha + \mu \cdot \cos\alpha), \quad (9)$$

und das Ergebnis lautet:

$$\sigma_e = k\left(1 + \frac{\operatorname{tg}\alpha}{\mu}\right) \cdot \left[\left(\frac{D}{d}\right)^{\frac{2\mu}{\operatorname{tg}\alpha}} - 1\right]. \quad (10)$$

Fließvorgänge beim Stangenpressen außerordentlich verwickelt sind. Dies ist sogar beim Warmpressen in der Praxis bzw. beim Kaltpressen mit rauhem Rezipienten in so starkem Maße der Fall, daß eine nähere Untersuchung dieser Vorgänge im Rahmen dieser Arbeit vorläufig aussichtslos erscheint.

Dagegen können wir uns über den Materialfluß bei den Laboratoriumsversuchen durch eine eingehendere Untersuchung der mit Netzteilung gepreßten Proben

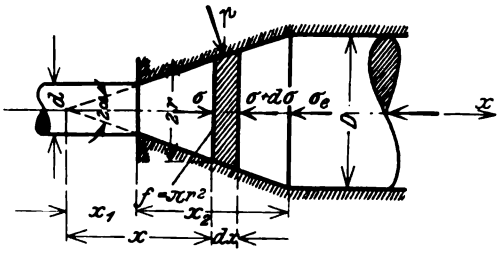


Abb. 56. Spannungsverhältnisse bei reibungsfreiem Pressen.

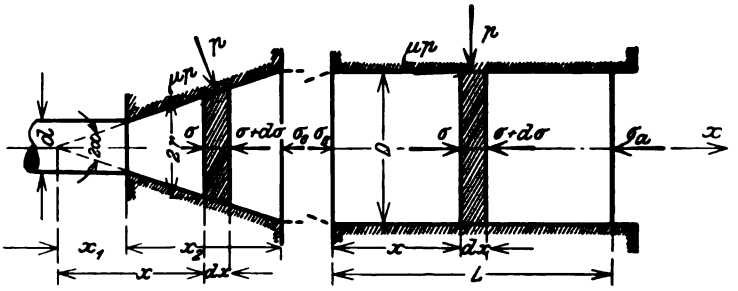


Abb. 57. Spannungsverhältnisse in der Matrize.

Abb. 58. Spannungsverhältnisse im Rezipienten.

Abb. 56, 57 und 58. Zur Ableitung des Kraftbedarfs beim Stangenpressen.

Die hier theoretisch abgeleitete Preßspannung σ_e erfaßt nur den Reibungswiderstand beim Umformen in der Matrize und entspricht daher etwa dem Kraftbedarf gegen Ende des Preßvorganges, wo die Blocklänge $L = 0$ ist. Dazu kommt noch der Reibungswiderstand innerhalb des Rezipienten. Mit den aus Abb. 58 ersichtlichen Bezeichnungen ergibt sich für den Spannungsverlauf im Rezipienten die Gleichgewichtsbedingung:

$$0 = \sigma \cdot \frac{\pi D^2}{4} - (\sigma + d\sigma) \cdot \frac{\pi D^2}{4} + \mu \cdot p \cdot \pi D \cdot dx. \quad (11)$$

Mit (3) wird:

$$\frac{dp}{p} \cdot \frac{D}{4\mu} = dx. \quad (12)$$

Und mit der Grenzbedingung $x = 0$, $\sigma = \sigma_e$, $p = p_e$ wird:

$$p_a = p_e \cdot e^{\mu \frac{4}{D} L}, \quad (13)$$

$$\sigma_a = p_a - k = (\sigma_e + k) \cdot e^{\mu \frac{4}{D} L} - k. \quad (14)$$

Es sei gleich vorweggenommen, daß es bisher nicht gelungen ist, die Ergebnisse der Versuche in befriedigender Weise mit der hier entwickelten Theorie in Übereinstimmung zu bringen. Dies wird größtenteils darauf beruhen, daß zwischen deren Annahmen und den wirklichen Verhältnissen Unstimmigkeiten bestehen, über deren Einfluß uns nur eine genaue Zergliederung des Ansatzes und der Untersuchung der einzelnen Faktoren Aufschluß geben kann. Darüber hinaus sehen wir den Wert einer, wenn auch nur sehr unvollkommenen Theorie darin, daß sie wertvolle Hinweise liefert, wo anzusetzen ist, um einen vertieften Einblick in das Wesen des Preßvorganges zu gewinnen.

2. Ungleichmäßigkeit des Materialflusses.

Zunächst wollen wir uns etwas eingehender mit dem wirklichen Materialfluß beim Pressen beschäftigen. Die Versuche nach dem Netzteilungsverfahren in Abschnitt A 3b und B 4b haben schon deutlich gezeigt, daß die einigen Aufschluß verschaffen. Das stets im Auge zu behaltende Ziel der Arbeit soll es dabei sein, besonders die Vorgänge bei Verwendung scharfkantiger Matrizen zu erfassen. Da diese jedoch ganz besonders ungleichmäßig sind, gehen wir von der Vorstellung aus, daß die Kenntnis der Fließvorgänge in Matrizen verschiedener Konizität Schlüsse zu ziehen gestattet, die näherungsweise auch für die scharfkantige Matrize Geltung haben. Damit gewinnen wir auch den Anschluß an die nur für schlanke Matrizen aufgestellte Theorie.

Zu diesem Zwecke wurde eine größere Zahl von Aufnahmen, wie sie Abb. 21, 22 und 23 in Abschnitt A 3b zeigen, ausgemessen. Um die jeweilige Querschnittsänderung einer rohrförmigen Längszone des Blockes während des Preßvorganges festzustellen, ist so vorgegangen worden, daß an verschiedenen Stellen der Abstand je zweier symmetrisch zur Achse liegender Längslinien der Netzteilung bestimmt wurde. Zwei benachbarte Längslinien ergeben somit den jeweiligen Innen- und Außendurchmesser jeder Schicht, aus der sich der Querschnitt und gemäß Gleichung (1) im Teil A der Arbeit ihre Querschnittsabnahme q ergibt.

Dabei zeigte es sich zunächst bei der Ausmessung verschieden weitgepreßter Proben, wie aus Abb. 21 und 22 zu entnehmen ist, daß selbst bei der scharfkantigen Matrize der Fließvorgang bis zu einem gewissen Grade als stationär angesprochen werden kann. Abgesehen von der äußersten Randzone 5 (vgl. Abb. 20) und dem Anfang der Preßstange durchlaufen alle Körperteilchen einer Längsfaser die gleichen Formänderungen, unabhängig von ihrer Lage über der Länge des Blockes. Bei den konischen Matrizen ist dies auch für die äußerste Schicht der Fall. Ein weit ausgepreßter Block sieht dann genau so aus, wie der vordere Teil eines weniger weit verpreßten Blockes.

Wir haben uns daher später für die Feststellung der Formänderungen mit der Ausmessung je einer einzigen Probe begnügen können. In Abb. 59 ist das Ergebnis für

Digitized by Google

die konischen und eine scharfkantige Matrize gebracht. Als Abszisse ist dabei die Entfernung der Meßstelle von der Matrizenkante in der Längsrichtung aufgetragen, jedoch nicht die tatsächliche, sondern diejenige Entfernung, die sich bei einfacher Verschiebung des Blockes ohne Umformung durch die Matrize ergeben würde.

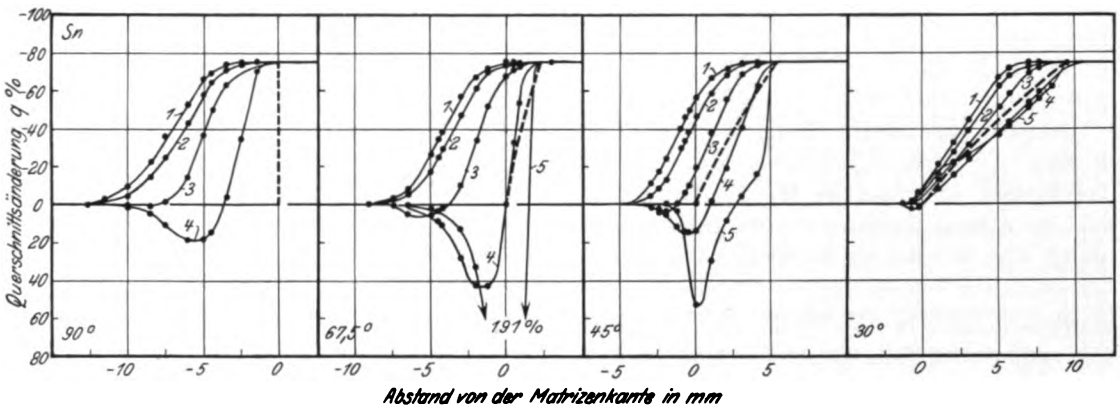


Abb. 59. Verformung der einzelnen Querschnittszonen beim Pressen mit Matrizen verschiedener Wandneigung (vgl. Abb. 20). $D = 22$ mm, $d = 11$ mm, $L = 30$ mm.

Die etwas undurchsichtige Abszisse ist deshalb gewählt, weil bei konstanter Preßgeschwindigkeit jede Einheit der Abszissenachse dann auch dem gleichen Zeitintervall entspricht. Da der Fließvorgang praktisch stationär ist, gibt Abb. 59 gleichzeitig auch die Querschnittsabnahmen der verschiedenen Zonen eines Blockes über dem Preßwege an.

Aus Abb. 59 erkennt man, daß die verschiedenen Zonen 1 bis 5 der Preßkörper (Zone 1 innen, Zone 5 außen, vgl. Abb. 20) nach Durchfließen der Matrize sämtlich die äußerlich geforderte Querschnittsverminderung, die hier 75% beträgt, erreichen. Der Weg ist jedoch, je nach der Matrizenform, mehr oder weniger verschieden. Die Innenzone 1 beginnt stets zuerst zu fließen. Je weiter außen die Zone liegt, desto später geht ihre Verformung vor sich. Bei der schlanksten Matrize von 30° ist der Unterschied der verschiedenen Zonen nur gering. Bei der 45°-Matrize ist er sehr viel größer und ändert sich dann nur noch wenig zu der 67,5°- und 90°-Matrize. Bei dieser scharfkantigen Matrize ist die äußerste Zone 5 nicht mitberücksichtigt, weil sie sich, wie oben erwähnt, nicht stationär verformt. Bei der 30°-Matrize geht die Umformung, wie die eingezeichnete gestrichelte Linie erkennen läßt, der äußeren Gestaltung der Matrize entsprechend vor sich. Die gestrichelte Linie zeigt nämlich einfach die Änderung des Querschnitts. Bei der 45°-Matrize ist dies auch im großen und ganzen der Fall. In den steileren Matrizen macht dagegen das Material die plötzlichen Querschnittsänderungen nicht mit, sondern verhält sich nicht viel anders als in der 45°-Matrize. Bei anderen Verpressungsgraden ist der Verlauf der Verformungen nur unerheblich anders.

Dabei ist es auch noch von besonderer Bedeutung, daß schon bei der 45°-Matrize die äußeren Zonen zunächst gestaucht werden und dann erst die vom Werkzeug vorgeschriebene Längung erfahren. Bei der 67,5°- und 90°-Matrize (Zone 5) ist dies in noch stärkerem Maße der Fall. Es ist also dann für die Materialteilchen dieser Zone nicht nur die Arbeit aufzubringen, um sie gegen den Fließwiderstand des Materials um die vorgeschriebenen 75% Querschnittsabnahme zu verformen, sondern darüber hinaus, um sie im Beginn zu stauchen und dann wieder die Stauchung rückgängig zu machen. Dieser Vorgang verbraucht natürlich einen gewissen Anteil der Preßkraft. Man erkennt dies daran, daß in Abb. 17 der Kraftbedarf mit zunehmendem Matrizenwinkel nicht abnimmt, wie es die entwickelte Gleichung (14) wegen der Abnahme der Reibung mit Abnahme der Berührungsfläche zwischen Werkstoff und Werkzeug verlangt, sondern nach Durchschreitung eines Mindestwertes bei etwa 30 bis 50° Matrizenwinkel wieder ansteigt. Dieser Anstieg kennzeichnet den zusätzlichen Kraftbedarf für die ungleichmäßige Verformung. Und zwar erfordert nach Abb. 17 die scharfkantige Matrize etwa den gleichen Kraftbedarf wie eine 20°-Matrize bei Blei und etwa wie eine 10°-Matrize bei Zinn. Man kann also sagen, daß die Wirkung der Ungleichmäßigkeit im Materialfluß bei der scharfkantigen Matrize annähernd ebenso groß ist wie die der Reibung im Falle der 20°- bzw. 10°-Matrize.

3. Fließgeschwindigkeiten im Preßgut.

In den Gleichungen für den Kraftbedarf kommt als Materialkennziffer der Fließwiderstand k vor. Nun sind derart weitgehende Verformungen, wie sie beim Stangenpressen auftreten, nur bei solchen Stoffen möglich, die sich bei der Preßtemperatur im Gebiete der Warmverformung befinden. Ein Kennzeichen der Warmverformung ist es nämlich, daß der Werkstoff im Gegensatz zur Kaltverformung keine ständig ansteigende Verfestigung erleidet, die schließlich das Formänderungsvermögen des Körpers erschöpfen und zum Bruch führen würde. Wir können vielmehr in erster Näherung von einer Veränderung der Stoffeigenschaften, der Verfestigung, ganz absehen und den Fließwiderstand des Stoffes als unabhängig vom Betrage der Verformung ansetzen.

Anderseits ist aber im Gebiete der Warmverformung der Fließwiderstand in erheblichem Maße von der Fließgeschwindigkeit abhängig. Wir haben uns daher zunächst eine gewisse Vorstellung darüber zu machen, mit welchen Geschwindigkeiten die Materialteilchen im Preßgut verformt werden. Diesen Aufschluß gewinnen wir

Digitized by Google

an Hand der im vorigen Abschnitt ausführlich besprochenen Verformungen der einzelnen Blockzonen, welche auch Abb. 59 entnommen werden können.

Nach diesen Versuchen ist der Fließvorgang in der scharfkantigen Matrize außerodentlich verwickelt. Er unterscheidet sich aber verhältnismäßig wenig vom Fließvorgang in steileren konischen Matrizen bis etwa 45° Wandneigung herunter. In der 45°-Matrize entspricht auch das Fließen der einzelnen Zonen mit einiger Annäherung der durch die Matrizenform geometrisch geforderten Querschnittabnahme. Wenn wir daher im folgenden nach der Fließgeschwindigkeit beim Durchpressen durch eine scharfkantige Matrize suchen, so können wir sie näherungsweise der etwa beim Durchpressen durch eine 45°-Matrize zu erwartenden gleichsetzen.

Die gestrichelte Linie in Abb. 59 für die 45°-Matrize gibt also im vorliegenden Falle die mittlere Querschnittsabnahme über dem Preßwege, und da dieser der Zeit proportional ist, auch über der Preßzeit an.

Als Fließgeschwindigkeit führen wir nun die in der Einheit der Zeit vor sich gehende Veränderung (hier Abnahme) des Querschnitts f ein. Und zwar ist es dabei physikalisch notwendig, die Verformung auf den jeweils vorhandenen Querschnitt zu beziehen. Diese Größe sei als wahre Fließgeschwindigkeit φ bezeichnet und ist danach definiert durch die Gleichung:

$$\varphi = -\frac{1}{f} \cdot \frac{df}{dt}. \tag{15}$$

Mit Gleichung (1) aus Teil A kann auch geschrieben werden:

$$\varphi = \frac{1}{1-q} \cdot \frac{dq}{dt}. \tag{16}$$

Aus Abb. 59 läßt sich an jeder Stelle die wahre Querschnittsänderung bei Verschiebung des Blockes um die Wegeinheit abgreifen:

$$\frac{1}{1-q} \cdot \frac{dq}{ds}.$$

Mit der Preßgeschwindigkeit:

$$v = \frac{ds}{dt} \tag{17}$$

geht somit Gleichung (16) über in:

$$\varphi = \frac{1}{1-q} \cdot \frac{dq}{ds} \cdot \frac{ds}{dt}. \tag{18}$$

Mit Hilfe der Gleichung (18) kann somit die wahre Fließgeschwindigkeit aus den Versuchsgrößen für einen besonderen Fall ermittelt werden. Für die Größe $\frac{1}{1-q} \cdot \frac{dq}{ds}$ entnehmen wir der Abb. 59 als Mittelwert bei der 45°-Matrize etwa 40%/mm. Daraus ergibt sich für eine Preßgeschwindigkeit von v mm/s die mittlere wahre Fließgeschwindigkeit angenähert zu:

$$\varphi \sim 40 \cdot v \ \%/\mathrm{s}.$$

Dies gilt für einen Rezipienten von 22 mm Durchmesser. Die allgemeine Formel erhalten wir daraus einfach, wenn wir sowohl den Preßweg als auch die Preßgeschwindigkeit in Bruchteilen des Rezipientendurchmessers D (in Millimeter) ausdrücken. Damit wird die Größe:

$$\frac{1}{1-q} \cdot \frac{dq}{ds} \sim \frac{40}{\frac{D}{22}} \ \%/\mathrm{mm} = \frac{1000}{D} \ \%/\mathrm{mm}$$

und die wahre Fließgeschwindigkeit allgemein:

$$\varphi = \sim \frac{1000}{D} \cdot v \frac{\%}{\mathrm{s}}. \tag{19}$$

4. Ermittlung des Fließwiderstandes aus Stauchversuchen.

Die nächste Frage ist nunmehr, in welcher Weise der Fließwiderstand von der Fließgeschwindigkeit abhängt. Dieser Zusammenhang läßt sich nicht voraussagen. Er ist je nach dem Stoffe und der Temperatur verschieden. Insbesondere ist es auch keineswegs zulässig, den Widerstand etwa wie bei Flüssigkeiten proportional der Geschwindigkeit anzusetzen. Seine Zunahme mit der Geschwindigkeit ist in Wirklichkeit stets wesentlich langsamer.

Weiterhin können wir von der nunmehr allgemein gewordenen Vorstellung Gebrauch machen, daß bei Metallen die größte Schubspannung beim Fließen nahezu unabhängig von den sonstigen Beanspruchungsverhältnissen ist. So muß zum Beispiel der Druckwiderstand, der gleich der doppelten Schubspannung beim Druckversuch ist, unmittelbar die gesuchte Fließspannung ergeben.

Die Größe des Fließwiderstandes und seine Abhängigkeit von der Fließgeschwindigkeit können wir demnach aus, unter verschiedenen Versuchsgeschwindigkeiten durchgeführten, Druckversuchen bestimmen. Die Feststellung einwandfreier Spannungen beim Druckversuch, besonders bei höheren Geschwindigkeiten, ist jedoch ziemlich schwierig. Im Anfang steigen die Spannungen infolge einer gewissen Verfestigung an. Nach größerer Verformung sind sie anderseits leicht dadurch gestört, daß eine reine Stauchbeanspruchung praktisch nur bei sehr hohen Probekörpern vorliegt, bei niedrigen dagegen die Auflagerreibung das Fließen hemmt. Aus diesen Überlegungen heraus haben wir zu folgendem einfachen Verfahren gegriffen, das uns die gesamten Abhängigkeiten in sehr vollständiger Weise zu überblicken gestattet und auch ohne weiteres etwaige Störungen erkennen läßt.

Die maßgebende Geschwindigkeitsgröße ist ja, wie schon im letzten Abschnitt besprochen, nicht die auf die ursprünglichen Abmessungen bezogene Fließgeschwindigkeit, sondern die auf die jeweils vorhandenen Abmessungen bezogene. Wird also ein Stauchversuch mit einer bestimmten Maschinengeschwindigkeit durchgeführt, so nimmt die Höhe des Probekörpers ab und damit die wahre Fließgeschwindigkeit in entsprechendem Maße zu.

Stellt man bei einem solchen Versuch die Spannungen nach verschiedenen Zeiten fest, so hat man für eine Anzahl verschiedener wahrer Fließgeschwindigkeiten experimentelle Werte für die Fließspannungen. Eine Anzahl solcher Versuche ergibt dann entsprechend Abb. 60 und 61 eine Reihe von Kurvenzügen, welche ohne weiteres erkennen lassen, wieweit die Vorstellung zutrifft, daß die Spannungen hauptsächlich eine Funktion der

Digitized by Google

Fließgeschwindigkeit und nicht des Verformungsbetrages sind. Im ersteren Falle müssen sich die einzelnen Stauchkurven zu einer einzigen vereinigen, im letzteren Falle steigt jede Kurve unabhängig von der anderen von niedrigen zu hohen Spannungen auf.

Die Abb. 60 für Zinn erfüllt nun in der Tat alle Anforderungen, die wir an ein Material stellen können, dessen Fließwiderstand ausschließlich eine Funktion der Verformungsgeschwindigkeit ist. Die mittleren Teile sämtlicher Druckkurven ergeben einen einheitlichen Kurvenzug. Daß die einzelnen Kurven erst nach einiger Zeit in die gemeinsamen Kurven einmünden, entspricht der schon erwähnten Tatsache, daß bei Metallen auch im dabei Rekristallisation ein. Mit einer Rekristallisation ist aber stets eine starke Entfestigung, also ein Abfall der Fließspannung, verbunden.

Im ganzen können wir jedenfalls auch für Blei, wie in Abb. 61 angedeutet, eine Kurve durch die Stauchkurven legen, welche den mittleren Fließwiderstand in Abhängigkeit von der Fließgeschwindigkeit angibt. Der Unterschied in den Stauchkurven von Blei und Zinn spiegelt sich übrigens auch etwas in den Preßdiagrammen in Abb. 18 wider.

Die Ermittlung der Stauchkurven geschah in folgender Weise: Zur Verwendung gelangten Probekörper von 22 mm Durchmesser und 44 mm Höhe, die aus dem

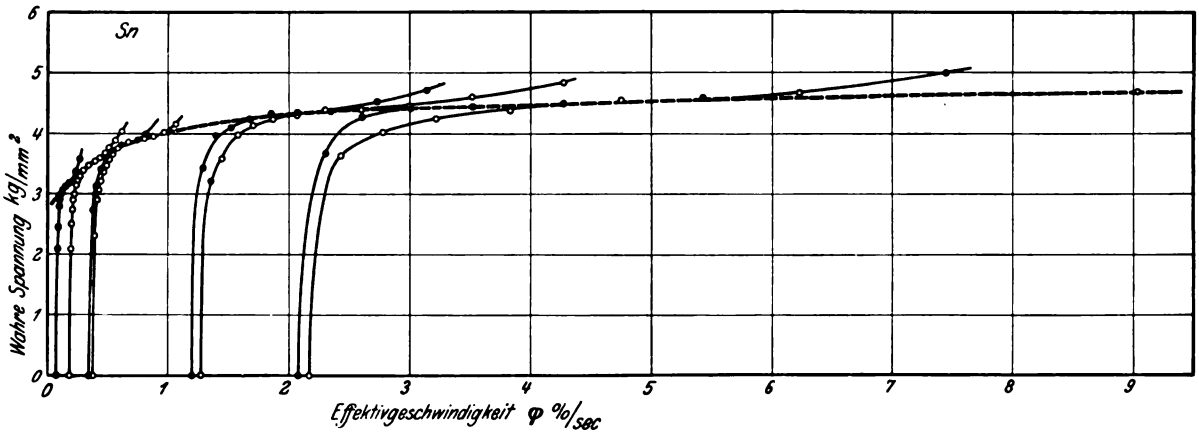


Abb. 60. Fließkurven bei Stauchversuchen von Zinn bei verschiedenen Geschwindigkeiten. $D = 22$ mm, $H = 44$ mm.

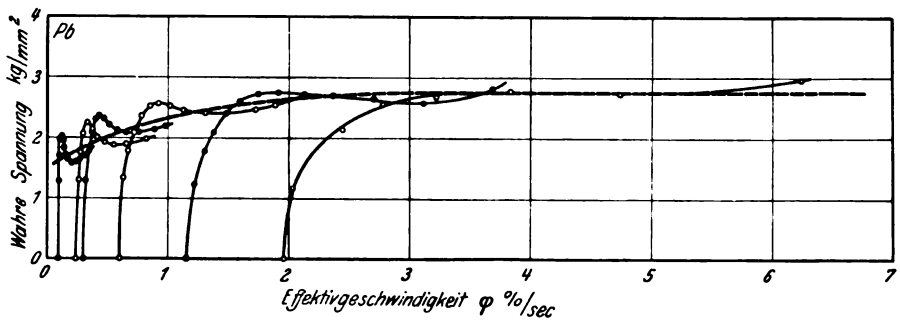


Abb. 61. Fließkurven bei Stauchversuchen von Blei bei verschiedenen Geschwindigkeiten. D = 22 mm, $H = 44$ mm.

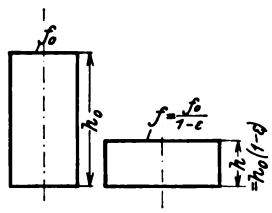


Abb. 62. Formänderung beim Stauchen.

Gebiete der Warmverformung zu Beginn eine gewisse Verfestigung eintritt. Die nach oben herauslaufenden Endteile der Druckkurven lassen anderseits die hemmende Wirkung der Reibung an den Auflagerflächen erkennen, die sich mit abnehmender Probenhöhe in wachsendem Maße einstellt.

Auch Blei verhält sich nach Abb. 61 ähnlich wie Zinn, besonders bei größeren Geschwindigkeiten. Bei sehr langsam durchgeführten Druckversuchen zeigt sich dagegen ein eigentümliches Maximum in den Stauchkurven, das auch schon früher beobachtet worden ist[22]. Dieser Kurvenverlauf wird wahrscheinlich damit zusammenhängen, daß verformtes Blei schon bei Raumtemperatur nach einiger Zeit rekristallisiert. Wenn also der Verformungsvorgang genügend lange dauert, tritt

Probematerial herausgearbeitet und in siedendem Wasser $^1/_2$ Stunde angelassen waren. Die Körper wurden dann auf der auch für die Preßversuche verwendeten Pohlmeyer-Universalmaschine mit einer bestimmten Maschinengeschwindigkeit v gestaucht und dabei die Kräfte P verfolgt. Die Druckspannungen σ wurden unter der Annahme berechnet, daß der Probekörper sich zylindrisch verformt[23]. Für eine Stauchung ε ergibt sich somit aus der Bedingung der Erhaltung des Volumens (Abb. 62) die Druckspannung:

$$\sigma = \frac{P}{f} = \frac{P(1-\varepsilon)}{f_0}. \qquad (20)$$

Und die wahre Fließgeschwindigkeit φ wird einfach zu:

$$\varphi = \frac{v}{h}. \qquad (21)$$

[22] P. Ludwik: Verfestigung und Glühwirkung. Int. Z. Metallographie Bd. 8, S. 53—67. 1916.

[23] G. Sachs: Der Einfluß der Probenhöhe auf den Stauchversuch. Z. Metallkunde Bd. 16, S. 55—58. 1924.

Digitized by Google

Warmstauchversuche an Ms 58 sind nicht systematisch durchgeführt worden. Einige Vorversuche zeigten, daß eine einwandfreie Durchführung infolge des Wärmeabflusses durch die Auflager eine umfangreichere Arbeit erfordert hätte, die im Rahmen dieser Untersuchung nicht mehr aufgebracht werden konnte. Außerdem bedarf dann auch die Frage nach der wirklichen Temperatur des Preßgutes eines genaueren Studiums.

5. Berechnung der Reibungsbeiwerte.

Eine weitere Größe, die in den Formeln für den Kraftbedarf vorkommt, ist der Reibungsbeiwert zwischen Werkstoff und Werkzeug.

Nach Gleichung (14) ist der Kraftbedarf beim Pressen abhängig von der Länge des Blockes, da nach der dort entwickelten Vorstellung der Reibungswiderstand mit der Blocklänge wächst. Dementsprechend muß auch

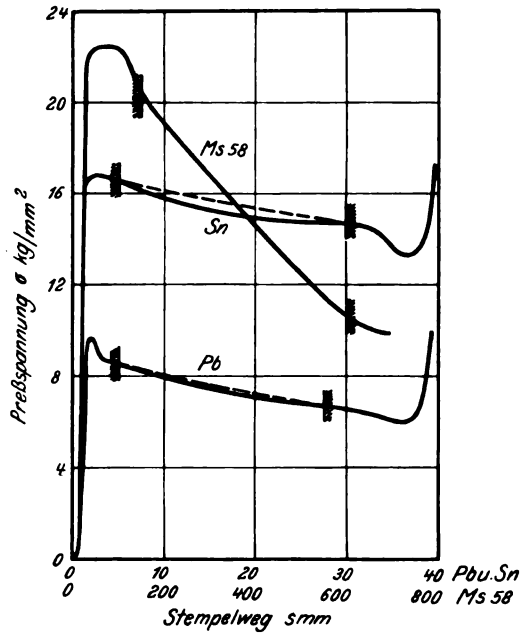


Abb. 63. Zur Berechnung der Reibungszahl aus Preßdiagrammen. — — = theoretischer Verlauf bei konstanter Reibungszahl. Zinn und Blei: $D = 12$ mm, $L = 40$ mm, $d = 6$ mm, $v = 0{,}1$ mm/s. Ms 58: $D = 170$ mm, $L = 750$ mm, $d = 70$ mm, $v = 6{,}5$ cm/s.

während des Auspressens der Kraftbedarf mit der Blocklänge abnehmen. Eine solche Abnahme wird auch in der Tat stets beim Preßvorgang beobachtet, falls der Temperaturabfall sie nicht aufhebt (vgl. Abschn. B 2a). Ist dieser Kraftabfall allein auf die Reibung zurückzuführen, so muß er ganz allgemein einen Verlauf aufweisen, wie er durch Gleichung (14) unter Zugrundelegung eines passend gewählten Reibungskoeffizienten gefordert wird. Allerdings könnte dabei noch die Verwicklung eintreten, daß der Reibungskoeffizient nicht gleich groß bleibt, sondern sich insbesondere mit dem Preßdruck ändert.

Bei den Laboratoriumsversuchen waren die verwendeten Proben überwiegend sehr kurz. Die Preßdiagramme zeigen infolgedessen meist nicht einen gleichmäßigen Abfall, sondern verschiedene Unregelmäßigkeiten, die teils Eigentümlichkeiten des Stoffes sind, teils mit dem Beginn und Ende des Preßvorganges zusammenhängen. Bei verhältnismäßig langen Probekörpern jedoch ($D = 12$ mm, $L = 40$ mm) ist nach Abb. 63 über ein größeres Stück durchaus ein gleichmäßiger Abfall vorhanden. Nur solche Kurven eignen sich also für eine Prüfung der Reibungsvorstellung.

Bei den Warmpreßversuchen an Ms 58 sind die Blöcke stets so lang gewesen, daß die Preßdiagramme über ein längeres Stück einen gleichmäßigen Abfall zeigten, falls nur die Preßtemperatur einigermaßen konstant blieb. In Abb. 63 ist als Beispiel ein Preßdiagramm für den von uns am genauesten untersuchten Fall, daß ein Block von 750 mm Länge und 170 mm Durchmesser zu einer Stange von 70 mm Durchmesser gepreßt wurde, gebracht.

Unter Heranziehung der Gleichung (14) können wir dann an Hand dieser Preßdiagramme feststellen, wieweit die Vorstellung berechtigt ist, daß der Kraftabfall auf Reibung zurückzuführen ist und wie groß gegebenenfalls der Reibungskoeffizient ist.

Die mittlere Reibungszahl μ ergibt sich aus Gleichung (14) zu:

$$\mu = \frac{D}{4x} \cdot \ln \frac{\sigma_a + k}{\sigma_e + k}, \qquad (22)$$

worin x jeder beliebige Ausschnitt aus dem Preßwege sein kann. Gewählt sind die aus Abb. 63 ersichtlichen Teile der Preßdiagramme, die einen einigermaßen gleichmäßigen Abfall zeigen.

Es ist deren Länge:

Blei:	$x = 22{,}5$	mm
Zinn:	$x = 25$	„
Messing:	$x = 450$	„

σ_a und σ_e sind dann einfach die Werte des Kraftbedarfs am Anfangs- und Endpunkt dieser Strecken:

Blei:	$\sigma_a = 8{,}5$	kg/mm²;	$\sigma_e = 6{,}7$	kg/mm²
Zinn:	$\sigma_a = 16{,}5$	„	$\sigma_e = 14{,}6$	„
Messing:	$\sigma_a = 20{,}4$	„	$\sigma_e = 10{,}7$	„

Die Fließspannungen k ergeben sich für Zinn und Blei (bei der verwendeten Preßgeschwindigkeit von $v = 0{,}2$ mm/s und dem Rezipientendurchmesser $D = 12$ mm) aus Abb. 60 und 61 zu:

Zinn:	$k = 4{,}7$	kg/mm²
Blei:	$k = 2{,}8$	„

Für Ms 58 ist, da die Reibung nur in geringem Maße von der Fließspannung beeinflußt wird, willkürlich ein Wert von $k = 4$ kg/mm² angenommen.

Es ergeben sich damit die Reibungswerte:

Blei:	$\mu = 0{,}02_3$
Zinn:	$\mu = 0{,}01_1$
Messing:	$\mu = 0{,}04_8$

Wie zu erwarten war, ist der Reibungsbeiwert von Ms 58 in der Praxis wesentlich größer als der von Zinn und Blei im polierten Rezipienten der Laboratoriumseinrichtung.

Der sich mit diesen Werten nach Gleichung (14) errechnende Verlauf der Preßspannung ist in Abb. 63 gestrichelt eingezeichnet. Für Ms 58 fällt der errechnete Verlauf mit dem wirklichen zusammen. Bei Blei und Zinn ergeben sich stärkere Abweichungen, wobei aber zu beachten ist, daß die Preßdiagramme von Fall zu Fall etwas verschieden ausfallen.

Digitized by Google

Durch dieses Ergebnis erscheint die Reibungsvorstellung stark gestützt. Anderseits zeigt sich aber besonders bei den Warmpreßversuchen, daß der auf diesem Wege errechnete Reibungsbeiwert nicht unerheblich vom Verpressungsgrad abhängt:

$D = 170$ mm; $d = 30$ mm; $q = 96{,}6\%$; $\mu = 0{,}023$
$d = 50$ „ $q = 90{,}6\%$; $\mu = 0{,}035$
$d = 70$ „ $q = 82{,}2\%$; $\mu = 0{,}048$
$d = 100$ „ $q = 63{,}8\%$; $\mu = 0{,}061$

Die Gründe können einerseits in einer Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten vom Preßdruck liegen oder auch darin, daß die Rechnung auf der Vorstellung basiert, daß das ganze Material im Rezipienten fließt. Ob jedoch letzteres zutrifft, ist aber keineswegs erwiesen. Überhaupt bedarf es noch erst einer eingehenden Prüfung, wieweit die entwickelte Vorstellung berechtigt ist.

6. Wirklicher und theoretischer Kraftbedarf.

Über die Brauchbarkeit der in Abschnitt C 1 entwickelten theoretischen Ansätze können wir uns erst dann eine klare Vorstellung machen, wenn das Zusammenwirken der verschiedenen Vorgänge beim Stangenpressen übersehen werden kann. Dies ist aber, wie die letzten Abschnitte zeigen, bisher nur ganz unvollkommen der Fall.

Wir wollen uns daher als Abschluß der Arbeit damit begnügen, in Abb. 64 den wirklichen Kraftbedarf gegen Ende des Preßvorganges (ausgezogene Linien) dem durch Gleichung (8) bestimmten Kraftbedarf bei reibungsfreier Verformung (gestrichelte Linien) gegenüberzustellen. Als Fließspannungen sind wieder die Werte verwendet:

Blei: $k = 2{,}8$ kg/mm²
Zinn: $k = 4{,}7$ „

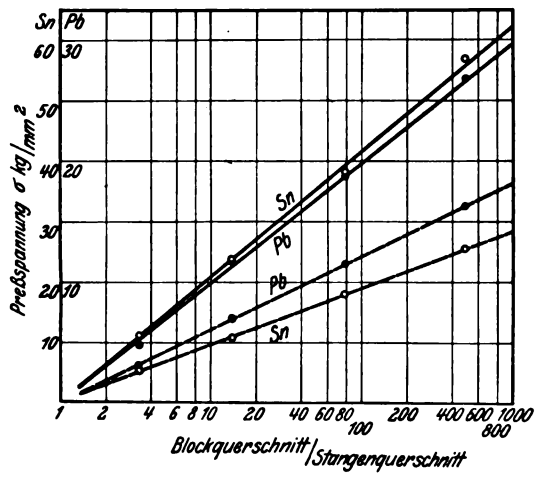


Abb. 64. Kraftbedarf bei verschiedenen Verpressungsgraden von Blei und Zinn.
— — = theoretischer Verlauf für reibungsfreies Pressen. $D = 22$ mm, $L = 20$ mm, $v = 0{,}2$ mm/s, ○ = Mindestwerte: Zinn, ● = Mindestwerte: Blei.

Der wesentlich höhere Verlauf des wirklichen Kraftbedarfes kennzeichnet die Wirkung des ungleichmäßigen Materialflusses und der Reibung zwischen Werkstoff und Werkzeug. Bei allen Verpressungsgraden ist das Verhältnis zwischen wirklichem und theoretischem Kraftbedarf annähernd gleich, und zwar bei

Blei: 1,6
Zinn: 2,2.

Obwohl in diesem Abschnitt noch manches zu sagen wäre, so sei doch im Hinblick auf die fehlenden Versuchsunterlagen hierauf verzichtet. Es wird die Aufgabe weiterer Untersuchungen sein, zunächst die experimentelle Basis zu erweitern. Durch die vorliegende Untersuchung erscheint jedenfalls der Beweis geliefert, daß es einmal möglich ist, durch einfache Laboratoriumsversuche in kleinstem Maßstabe weitgehend Einblick in einen technologischen Vorgang zu gewinnen, wenn nur alle maßgebenden Faktoren erkannt werden, und daß außerdem theoretische Vorstellungen das unübersichtliche Zusammenwirken dieser Faktoren in seine einzelnen Elemente aufzulösen gestatten.

Zusammenfassung.

Bei den angestellten Untersuchungen des Kraftbedarfs und der Fließvorgänge beim Stangenpressen handelt es sich um umfangreiches wissenschaftliches Neuland. Die daraus resultierende Vielseitigkeit der untersuchten Fragenkomplexe erschwert daher eine kurze und übersichtliche Zusammenfassung der gewonnenen Ergebnisse. Die Untersuchungen erstreckten sich auf das Kaltpressen von Zinn und Blei im Laboratorium und das Warmpressen von Hartmessing (Ms 58) und Kupfer in der Praxis.

Die Laboratoriumsversuche des Kaltpressens brachten hinsichtlich des Kraftbedarfs folgende Ergebnisse: Ein kurzer Probeblock verhält sich in bezug auf den Kraftbedarf genau so wie ein auf die gleiche Länge heruntergepreßter, ursprünglich längerer Block. Mit wachsender Blocklänge steigt entsprechend der zunehmenden Reibung am Rezipienten der Anfangswert der Preßspannung linear an. Die Länge des zylindrischen Teiles der Matrize hat keinen nennenswerten Einfluß auf den Kraftbedarf, wenn er eine gut polierte Oberfläche aufweist. Sobald er jedoch rauh ist, wächst die Preßspannung erheblich. Veränderungen der Preßgeschwindigkeit auf $^1/_{10}$ oder den 10fachen Wert ergeben nur Änderungen des Kraftbedarfs von etwa 20%. Der Kraftbedarf in Abhängigkeit vom Verpressungsgrad läßt sich durch eine logarithmische Beziehung wiedergeben. Eine Veränderung des Matrizenprofils bei gleichbleibendem Querschnitt läßt den Kraftbedarf mit wachsendem Querschnittsumfang etwas ansteigen. Preßversuche mit verschiedenen Matrizenwinkeln ergaben ein Minimum des Kraftbedarfes für Winkel zwischen 30 und 50°.

Ein Vergleich des direkten und indirekten Preßverfahrens ergibt bei letzterem eine gewisse Abnahme des Kraftbedarfes entsprechend der ersparten Reibungsarbeit des Blockes an der Wandung des Rezipienten. Verschiedenartig geformte Druckplatten haben keinerlei Einfluß auf den Kraftbedarf.

Weiterhin wurden mittels eines besonderen „Netzteilungsverfahrens“ die Fließvorgänge beim Kaltpressen untersucht. Die Netzteilung läßt erkennen, daß das vordere Ende der Stange annähernd unverformtes Material enthält. Auf dem größten Teil ihrer Länge ist die Stange gleichmäßig verformt. Beim vollständigen Auspressen findet eine lunkerartige Trichterbildung und ein Einschnüren des Stangenendes statt. Mit Netzteilung versehene und durch Matrizen verschiedener Konizität ge-

Digitized by Google

preßte Probeblöcke lassen die Gleichmäßigkeit des Fließvorganges bei schlanken Matrizen, dagegen eine starke Stauchung und folgende Längung der Außenfasern des Blockes bei Matrizen mit steilem Winkel erkennen. Beim indirekten Verfahren verläuft der Fließvorgang beim Kaltpressen praktisch identisch mit dem beim gewöhnlichen Verfahren. Die Trichterbildung zum Schluß des Preßvorganges ist durch entsprechende Druckplattenform zu beseitigen.

Bei Warmpreßversuchen an Hartmessing (Ms 58) wurde der Einfluß der Preßgeschwindigkeit und Temperatur auf den Kraftbedarf mit einer entsprechenden Indiziereinrichtung untersucht. Bei großer Preßgeschwindigkeit und somit gleichbleibender Preßtemperatur ist die Form der Diagramme ähnlich wie bei den Laboratoriumsversuchen. Die größere Wandreibung der Blöcke in den meist wenig glatten Rezipienten bewirkt einen stärkeren Abfall des Kraftbedarfs bei den Warmversuchen. Im Vergleich zu den Laboratoriumsversuchen ist der Einfluß der Preßgeschwindigkeit bei den Warmpreßversuchen verhältnismäßig groß, und zwar besonders bei hohen Temperaturen. Eine Erhöhung der Preßgeschwindigkeit auf das 10fache vergrößert den Anfangskraftbedarf bei 650° um über 30%, bei 700° um 60%. Für den Kraftbedarf bei verschiedenen Verpressungsgraden läßt sich eine allgemeine Formel nicht aufstellen. Zur Erzielung eines günstigen, das heißt vom Anfang bis zum Stangenende möglichst gleichartigen Gefüges und gleichmäßiger Härte über die ganze Stangenlänge sind möglichst hohe Preßgeschwindigkeiten vorteilhaft.

In grundsätzlich gleicher Weise wie bei den Laboratoriumsversuchen wurden mittels des „Netzteilungsverfahrens“ an axial geteilten Blöcken auch die Fließvorgänge beim Warmpressen untersucht. Das Verfahren bewährte sich auch in der Praxis. Der Fließvorgang bei Warmversuchen an Ms 58 und Kupfer verläuft in der Regel anders als bei den Kaltversuchen an Blei und Zinn. Auch verhalten sich Messing und Kupfer sehr verschieden. Das homogene Kupfer zeigt eine gleichmäßigere Umformung als das heterogene Hartmessing. Die Verschiedenartigkeit der Fließvorgänge beim Kalt- und Warmpressen wird durch Verwendung von Sechskantblöcken verringert. Anderseits wird bei Kaltversuchen durch Verwendung eines rauhen Rezipienten an Stelle des sonst verwendeten polierten der Fließvorgang ähnlich wie beim Warmpressen von Kupfer. Damit ist bewiesen, daß weder der Unterschied in den Dimensionen noch in den Temperaturverhältnissen zwischen den Kaltpreßversuchen im Laboratorium und den Warmpreßversuchen in der Praxis die Fließvorgänge wesentlich beeinflußt.

Im dritten Teil der Arbeit wird der Versuch unternommen, eine Formel für den Kraftbedarf beim Stangenpressen aufzustellen. Dabei wird zunächst von den Verhältnissen bei Matrizen mit konischem Preßkanal ausgegangen und das Problem der Spannungsverteilung in diesen mit dem der Spannungsverteilung in einer konischen Düse beim Drahtziehen verglichen. Hierzu kommt noch die Wandreibung des Blockes im Rezipienten. Da es sich beim Stangenpressen um Stoffe handelt, die sich bei der Preßtemperatur im Gebiete der Warmverformung befinden, also keine Verfestigung erleiden, ist der in den Gleichungen für den Kraftbedarf vorkommende Fließwiderstand des Stoffes unabhängig vom Betrage der Verformung, dagegen von der Fließgeschwindigkeit abhängig. Die beim Stangenpressen auftretende mittlere Fließgeschwindigkeit läßt sich näherungsweise durch Ausmessen der Querschnittsabnahmen über dem Wege an den Netzteilungsblöcken bestimmen. Die Abhängigkeit des Fließwiderstandes von der Fließgeschwindigkeit wurde durch Druckversuche an Probeblöcken festgestellt, die mit verschiedenen Geschwindigkeiten gestaucht wurden. Der Reibungswert zwischen Werkstoff und Werkzeug läßt sich aus dem Abfall der Preßspannung während des Preßvorganges nicht mit Sicherheit berechnen. Es ist auch vorläufig nicht möglich, mit diesen Unterlagen die Ergebnisse der Versuche in befriedigender Weise mit der entwickelten Theorie in Übereinstimmung zu bringen.

Eindruckvorgänge in Metallen.

Einleitung.

Eindrucksvorgänge spielen sowohl in der Metallbearbeitung wie in der Metallprüfung eine bedeutende Rolle. Die spanlosen Formungen des Gesenkpressens, Stanzens, Prägens usw. sind im Grunde nichts anderes als Eindruckvorgänge besonderer Art. Jedoch sind sie bisher noch kaum vom stofflichen Gesichtspunkt aus einer Untersuchung unterzogen worden. In der Materialprüfung anderseits ist eines der wichtigsten Verfahren die Härteprüfung mit Hilfe eines eindringenden Körpers. Und über die Gesetze dieses Vorganges besteht schon eine umfangreiche, kaum noch zu übersehende Literatur[1, 2].

Nichtsdestoweniger kann bisher kaum die Rede davon sein, daß diese Gesetze wirklich in ihrem Wesen erkannt worden sind. Gerade die grundlegenden Zusammenhänge sind in den vielen, vorwiegend experimentellen Arbeiten selten einer genaueren Untersuchung unterzogen worden.

In der theoretischen Bearbeitung der Härtefrage durch Hertz und Auerbach war als Härte die spezifische Kraft verstanden, die beim Aufeinanderpressen zweier Körper gleichen Stoffes in der Berührungsfläche den ersten bleibenden Eindruck erzeugt. Die moderne

[1] P. Ludwik: Über Härtebestimmung mittels der Brinellschen Kugeldruckprobe und verwandte Erscheinungen. Z. öst. Ing.-V. Bd. 59, S. 191—96, 205—09. 1907; Baumaterialienkunde Bd. 12, S. 115—21, 147—52. 1907.

[2] P. W. Döhmer: Die Brinellsche Kugeldruckprobe und ihre praktische Anwendung bei der Werkstoffprüfung in Industriebetrieben. Berlin 1925.

Digitized by Google

technologische Härteprüfung hat diese Bedingungen nicht beibehalten. Erstens bedient sie sich eines gesonderten, im Vergleich zum geprüften Werkstoff sehr harten Eindruckkörpers, und zweitens ist sie ein rein plastisches Prüfverfahren geworden. Aus diesen Gründen war die theoretische Behandlung der Frage lange Zeit in den Hintergrund getreten, und die meisten Veröffentlichungen der letzten Jahre behandeln nur die Werkstoffprüfung berührende praktische Fragen. Unter diesen wird die Beziehung der Eindruckhärte zu anderen Prüfzahlen, besonders zur Zugfestigkeit, als wertvoll angesehen. Eine solche Beziehung ist zwar vorhanden, aber es ist, wie aus neueren Untersuchungen[3] ersichtlich wird, gewissermaßen einer methodischen Zufälligkeit zu verdanken, daß sich für Stähle und Aluminiumlegierungen eine etwa konstante Verhältniszahl ergibt, die prüftechnisch verwertbar ist.

Das Härteprüfverfahren an sich war bisher nie ganz gefestigt. In den Anfangszeiten der Härteprüfung sind verschiedenartig geformte Eindruckstempel vorgeschlagen worden, praktisch jedoch kaum zur Verwendung gelangt. Vom Standpunkt technologischer Bedeutung und theoretischer Überlegung aus interessieren besonders noch Eindruckkörper mit ebener Druckfläche[4—8]. Nebenbei ist in der Prüfpraxis auch der Kegel befürwortet worden. Sein Vorteil liegt nach Ludwik[1, 9] in der konstanten Härtezahl bei wechselnder Eindrucktiefe. Doch sind die Anschauungen darüber sehr geteilt, ob die Verwendung eines Kegels die Stoffeigenschaften wirklich besser erfaßt als andere Verfahren. In neuester Zeit ist jedenfalls mit der Einführung des Rockwell-Prüfers ein in eine Kugelspitze auslaufender Diamantkegel stark in den Vordergrund getreten.

Seit Brinell hat jedoch als Eindruckkörper nach allgemeiner Übereinkunft die Kugel weiteste Verbreitung gefunden. Über die Gesetzmäßigkeiten des Kugeleindrucks liegt eine überaus große Zahl von Versuchen vor. Da aber diese in der Literatur verschiedentlich zusammenfassend behandelt sind[2, 3, 10], erübrigt es sich hier näher darauf einzugehen. Unsere Untersuchung beschäftigt sich auch in der Hauptsache nicht mit dem Kugeleindruck und legt mehr Wert auf eine grundsätzliche Eingliederung des Kugeleindrucks in allgemein gültige Formen- und Stoffgesetze.

Eine eingehende Untersuchung des Kegeleindrucks dürfte dagegen um so mehr am Platze sein, als hierüber verhältnismäßig wenig geforscht worden ist. Die ersten Untersuchungen Ludwiks[9] ergaben für verschiedene Kegelwinkel verschiedene Härtezahlen. Hankins[11] hat unter Einführung der Reibung in die Rechnung den Einfluß des Kegelwinkels auszuschalten versucht und eine vom Kegelwinkel unabhängige Härtezahl entwickelt. Seine Versuche mit Kegeln von 60 bis 120° Öffnungswinkel an verschiedenen Stählen und Kupfer ordneten sich zwar der entwickelten Gesetzmäßigkeit ein, seine Folgerungen widersprechen jedoch den hier gefundenen Ergebnissen. In gleicher Weise hat er für die Kugel eine von der Oberflächenreibung eliminierte Härtezahl aufgestellt.

Damit ist das Problem der in der methodischen Härteziffer enthaltenen äußeren Reibung aufgeworfen. Erst die Trennung zwischen äußerem Reibungswiderstand und innerem Verfestigungswiderstand läßt eine praktische Bewertung der von Prandtl[4] und Sachs[7] vertretenen Anschauungen über den Mechanismus beim Eindruckversuch zu. Es ergibt sich dann als wesentlichste Frage, wie sich der plastische Widerstand bei Ausschaltung der äußeren Reibung gegenüber Druckstempeln verschiedener Gestaltung ermittelt.

Zur Lösung der vorliegenden Aufgabe wurde ein vielseitiges, aber zugleich planmäßiges Versuchsprogramm aufgestellt, das Einsicht in das Wesen möglichst sämtlicher den Eindruckvorgang und Eindruckwiderstand (Härte) beeinflussenden Vorgänge zu geben versprach. Die große Anzahl von Variationen aus Eindruckkörpern verschiedener Gestalt mit wechselnden Oberflächen- und Reibungsverhältnissen, kontinuierlichen und unterbrochenen Eindruckvorgängen, Zeiteinflüssen und Werkstoffabwechslung bedingten etwa 4000 Härteeindrücke und etwa doppelt soviel Ausmessungen*, die der Übersichtlichkeit halber hier nicht alle einzeln, sondern nur in ihrer Auswertung wiedergegeben sind.

A. Experimenteller (analytischer) Teil.

1. Versuchseinrichtungen und Werkstoffe.

Dem Ziel der Untersuchung entsprechend wurden verschieden gestaltete Eindruckkörper gewählt: Außer den üblichen Kugeln von 5 und 10 mm Durchmesser, stehende Zylinder von 3 und 5 mm Durchmesser und 6 Kegel, deren Öffnungswinkel 45, 61, 90, 112, 137 und 158° betrugen. In einem Falle wurde auch noch ein sehr

[3] O. Schwarz: Zugfestigkeit und Härte bei Metallen. Forsch.-Arb. Ing. H. 313. 1929.

[4] L. Prandtl: Über die Härte plastischer Körper. Nachr. Ges. Wiss. Göttingen. Math. Phys. Kl. S. 74. 1920; Über die Eindringungsfestigkeit (Härte) plastischer Baustoffe und die Festigkeit von Schneiden. Z. ang. Math. Mech. Bd. 1, S. 15—20. 1921; Anwendungsbeispiele zu einem Henckyschen Satz über das plastische Gleichgewicht. Z. ang. Math. Mech. Bd. 3. S. 401—406. 1923.

[5] A. Nadai: Versuche über die plastischen Formänderungen von keilförmigen Körpern aus Flußeisen. Z. ang. Math. Mech. Bd. 1, S. 20—28. 1921.

[6] H. Hencky: Über einige statisch bestimmte Fälle des Gleichgewichts in plastischen Körpern. Z. ang. Math. Mech. Bd. 3, S. 241—251. 1923.

[7] G. Sachs: Beitrag zum Härteproblem. Naturwissensch. Bd. 14, S. 1219—1223. 1926; Z. techn. Phys. Bd. 8, S. 132 bis 141. 1927.

[8] G. Mesmer: Vergleichende spannungsoptische Untersuchungen und Fließversuche unter konzentriertem Druck. Techn. Mech. Thermodyn. Bd. 1, S. 85—100 u. 106—112. 1930.

[9] P. Ludwik: Die Kegelprobe. Ein neues Verfahren zur Härtebestimmung von Materialien. Berlin 1908.

[10] E. Meyer: Untersuchungen über Härteprüfung und Härte. Z. V. d. I. Bd. 52, S. 645—654, 740—748, 835—844. 1908 I; Forsch.-Arb. Ing. H. 65/66, S. 1—61. 1909.

[11] G. A. Hankins: Effects of adhesion between the indenting tool and the material in ball and cone indentation hardness tests. Proc. Inst. Mech. Eng. S. 611—645. 1925, I.

* Die Durchführung der Versuche lag in Händen von Herrn W. Böhme. Die Hilfsapparate hierfür sind von ihm entworfen und hergestellt. Nur durch seine unermüdliche, sorgfältige und umfangreiche Mitarbeit konnte diese Untersuchung mit Erfolg beendet werden.

Digitized by Google

stumpfer Kegel von 172° verwendet. Weiterhin wurden noch 3 Eindruckkörper gewählt, die als eine Zusammensetzung aus den genannten Grundformen aufzufassen sind: ein Kegelstumpf (90°), ein ebensolcher, dessen Abplattung in einen flachen Zylinder auslief, und ein Zylinder mit aufgesetzter Kegelspitze von 90°.

Die aus gehärtetem Stahl hergestellten Eindruckkörper wurden hochglanz poliert; einige weitere wurden mit rauhgedrehter Oberfläche verwendet. Die Eindruckkörper wurden grundsätzlich vor jedem Eindrücken mit dünnflüssigem Apparateöl geschmiert; zum Vergleich wurden auch Vaseline als Schmiermittel herangezogen sowie einige Körper trocken eingedrückt.

Die Vorrichtung zum Eindrücken ist aus Abb. 1 ersichtlich. Damit bei mehrmaligen aufeinanderfolgenden Eindrücken und zwischenliegenden Ausmessungen der Eindruckkörper genau in dieselbe Lage gelangte, wurde die Probe durch seitlich an der Auflagerplatte angebrachte Anschlagschrauben jedesmal in die gleiche Stellung gebracht. Der geführte Druckstempel wurde mittels einer Spindel langsam auf die Probe niedergelassen, um ein Aufschlagen des Eindruckkörpers auf die Probe zu verhüten.

Abb. 1. Eindruckvorrichtung.

Die Tiefenmessungen wurden mit einer Zeiss schen Meßuhr derart vorgenommen, daß der Unterschied zwischen tiefstem Eindruckpunkt und ursprünglicher Oberfläche der Probe ausgemessen wurde. Da aber wegen des seitlichen Herausquellens des Materials über die ursprüngliche Oberfläche hinaus diese gemessene Tiefe nicht die wahre bleibt, war letztere bei Kugel und Kegel aus der Größe des Eindruckkreises zu errechnen. Beim Zylinder ist ein entsprechendes Verfahren nicht möglich. Es mußte hier die wahre Tiefe von der Eindruckkante an gerechnet, ebenfalls mit der Meßuhr gesondert bestimmt werden. Die Ausmessung des Eindruckdurchmessers geschah mittels eines Reichertschen Meßmikroskops*. Hierbei wurde jeder Eindruck je 2 mal in zwei zueinander senkrecht stehenden Richtungen, im ganzen also 4 mal, vermessen. Die Proben wurden aus Stangenmaterial entnommen und in Würfel- oder Zylinderform geprüft, deren Kantenlänge bzw. Durchmesser und Höhe 35 bis 40 mm betrug. Die Probenkörper wurden auf der Seite des Eindrucks sorgfältig poliert. Dies geschah bei den anzulassenden Proben vor dem Anlassen, damit eine etwaige Härtung der Oberfläche durch das Schleifen und Polieren vermieden wurde.

Die untersuchten Werkstoffe und ihr Zustand sind in der Tafel 1 zusammengestellt. Auf eine Feststellung der chemischen Analyse wurde verzichtet, da es sich durchweg um handelsübliches Material bekannter Zusammensetzung handelt.

* Für die Untersuchung benutzten wir ein von der Firma C. Reichert, Wien, in dankenswerter Weise zur Verfügung gestelltes Meßmikroskop.

Tafel 1. Zusammenstellung der Werkstoffe.

Werkstoff	Prüfzustand	Herkunft *
Duralumin 681 B	veredelt	Dürener Metallwerke
Elektrolytkupfer	A Anlieferung (gewalzt) B 350° in Öl angelassen C 470° in Öl angelassen	Osnabrücker Kupfer- und Drahtwerke
α-Messing Ms 72	500° angelassen	Wielandwerke, Ulm
Weicheisen WW.	A Anlieferung B Im Holzkohlenfeuer geglüht, in Wasser abgeschreckt, 1 Std. bei 300° angelassen **	Krupp, Essen
Banka-Zinn	100° in Wasser angelassen	Staatl. Sächs. Hütten- und Blaufarbenwerke, Halsbrücke

Für die Auswahl der genannten Werkstoffe war der Gesichtspunkt maßgebend, in der Untersuchung praktisch wichtige Stoffe mit möglichst verschiedenen Fließkurven zu erfassen. Es ergab sich daraus zwanglos die Auswahl von Eisen und verschiedenen Nichteisenmetallen, darunter je einer Aluminium- und Kupfer-Legierung. Zinn wurde als nichtverfestigungsfähiger Werkstoff herangezogen.

2. Kegeleindruck.

a) Entwicklung des Versuchsverfahrens: Versuche an Duralumin.

Die vorliegende Aufgabe konnte, wie bald erkannt wurde, sich nicht damit begnügen, wie in der Werkstoffprüfung lediglich einzelne genormte Härteeindrücke zu tätigen, sondern mußte eine bestimmte Ordnung aufeinanderfolgender Eindrücke bei fortschreitender Eindringtiefe aufstellen, sodaß sich alle Werkstoffe miteinander vergleichen lassen. Da eine solche Ordnung erst nach vielen Versuchsreihen herausgearbeitet werden konnte, wurde so vorgegangen, daß mit der Reihenfolge der untersuchten Werkstoffe auch das Versuchsverfahren immer mehr entwickelt wurde. Bei den zuerst geprüften Werkstoffen konnten mithin noch Mängel im Prüfverfahren auftreten, die aber durch spätere Ergänzungen wettgemacht wurden, nachdem der Einfluß des Prüfverfahrens erst sicher erkannt war.

Grundsätzlich wurde bei allen Versuchen als Härte die auf die größte Eindruckkreisfläche bezogene spezifische Kraft bezeichnet. Dies steht im Einklang mit dem Verfahren von Meyer[10], während bekanntlich Brinell[2] für die Kugel und Ludwik[9] für den Kegel die Oberfläche

* Den genannten Firmen sind wir für die kostenlose Überlassung des Versuchsmaterials zu Dank verpflichtet.

** Diese etwas unzweckmäßige, aus praktischen Gründen vorgenommene Glühweise hatte merkliche Eigenschaftsunterschiede verschiedener Proben zur Folge, die aber das Gesamtergebnis nicht wesentlich stören.

Digitized by Google

des eingedrückten Stempelteils in Rechnung setzten. Die Beziehung der Kraft auf die Projektion ist jedoch übersichtlicher; und dieses Verfahren wird wohl auch, wie die Ergebnisse unserer Arbeit beweisen, das physikalisch richtigere sein. Die bei den 3 Stempelformen erhaltenen Härtewerte wollen wir im folgenden durch die abgekürzten Bezeichnungen „Kegel-, Kugel- und Zylinderhärte" unterscheiden.

Die bei aufeinanderfolgenden, zunächst willkürlich gewählten Laststufen ermittelten Härtezahlen sind in Abb. 2 für verschiedene Kegel den Eindruckquerschnitten zugeordnet aufgetragen. Wir können hieraus schon eine Anzahl von Tatsachen entnehmen:

Die Kegelhärten der ersten Lastenstufen sind durchweg höher als die folgenden, außerdem treten zu Beginn besonders starke Streuungen auf. Erst bei größeren Eindruckflächen (etwa von 5 mm² an) wird der Verlauf gleichmäßiger und die Härte mit der Zunahme von Eindrucktiefe oder Durchmesser annähernd konstant.

Ein Vergleich der Härten bei trockenem Kegel gegenüber dem eingeölten ergab für letzteren eine um etwa 3% geringere Härtezahl. Ebenfalls ergab der eingeölte Kegel eine etwas geringere Härtezahl (3%) gegenüber dem mit Vaseline eingefetteten. Hieraus folgt, daß die Reibung zwischen Kegelmantel und Werkstoff durch Einölen am meisten verringert wird.

Vergleicht man die bei tieferen Eindrücken, also größeren Eindruckflächen annähernd konstant gewordenen Härtezahlen der verschiedenwinkligen Eindruckkegel untereinander, so ergeben sich entsprechend den Versuchen von Ludwik[9] verschiedene Kegelhärten für verschiedene Kegelwinkel.

In Abb. 3 sind für die Kegelwinkel von 45° und 90° die Eindruckdurchmesser über der Last aufgetragen. Und zwar wurde hier ein Unterschied gemacht zwischen poliertem und rauh gedrehtem Eindruckkegel und zwischen großen und kleinen Laststufen. Aus der Gegenüberstellung geht hervor, daß nicht nur die Beschaffenheit der Kegeloberfläche, sondern auch die Wahl der Laststufen das Ergebnis erheblich beeinflussen können. Es zeigte sich, daß große Laststufen ebenso wie ein rauher Kegelmantel auf den Eindruckdurchmesser verringernd wirken. Hierbei fällt auf, daß die Unterschiede bei einem Kegelwinkel von 45° größer ausfallen als bei einem solchen von 90°, eine Erscheinung, welche nach Hankins[11] auf die größere Reibung bei 45° zurückzuführen ist.

Da zu vermuten war, daß häufige Laststufen durch das ständige Loslösen des Kegels vom Werkstoff die Reibung in der Berührungsfläche verringern*, wurden im Anschluß an einige Reihen noch zahlreiche Belastungen unter der konstanten Endlast mit jedesmaligem Loslösen des Stempels vorgenommen. Es zeigte sich hierbei, gemäß Abb. 3, daß bei den ersten Eindrücken unter konstanter Last der Eindruckdurchmesser noch weiterhin erheblich zunahm, um bei weiteren Eindrücken allmählich einem praktisch konstanten Endwert zuzustreben. Die größte Zunahme wies nun derjenige Probekörper auf, welcher vorher infolge einer sehr großen Laststufe den geringsten Eindruckdurchmesser erreicht hatte. Es tritt also bei zahlreichen aufeinanderfolgenden Eindrücken mit gleicher Last wieder ein gewisser Ausgleich ein, der die vorher bewirkten Unterschiede größtenteils aufzuheben vermag. In Abb. 4 ist noch an Stelle der Durchmesser der Verlauf der Härte bei wiederholten Eindrücken mit konstanter Last für die Kegel von 45° und 90° eingetragen.

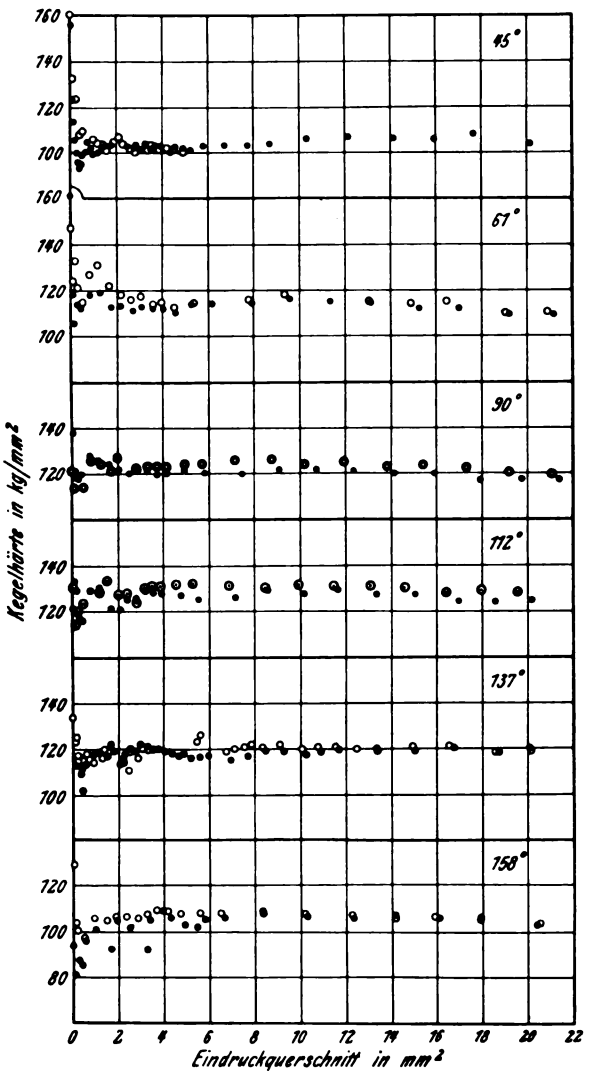


Abb. 2. Kegelhärte in Abhängigkeit vom Eindruckquerschnitt für verschiedene Kegelwinkel. Werkstoff: Duralumin.
● = eingefettet mit Apparateöl.
◎ = „ „ Vaseline.
⊙ = trocken.

Die bisherigen Versuchsergebnisse lassen so vielerlei unübersichtliche und erhebliche Einflüsse auf die Härtezahl erkennen, daß grundlegende Gesetzmäßigkeiten nicht herausgeschält werden können. Es mußte daher zunächst gelingen, die Wirkung der einzelnen Faktoren getrennt festzustellen. Hierbei kommen in Frage:

1. Reibungswiderstände am Kegelmantel,
2. Zeiteinflüsse,
3. Laststufenanordnung und -größe,
4. Gestalt des Eindruckkörpers.

Reibungsunterschiede infolge der Oberflächenbeschaffenheit wurden zunächst bestmöglichst ausgeschaltet, indem nur mit polierten und geölten Eindruckkörpern ge-

* Spätere Versuche ergaben, daß bei Entlastungen bis nicht ganz auf Null, also ohne Lösen des Kegels, der genannte Einfluß fortblieb, vgl. Abschn. A. 4, Tab. 3.

Digitized by Google

arbeitet wurde. Dies war um so mehr berechtigt, als ja in der Praxis rauhe Körper kaum in Gebrauch sein dürften. Die begriffliche Festlegung der Rauhigkeit einer Oberfläche ist zudem kaum durchführbar.

werden, daß die absolute Größe keinen Einfluß haben kann. Dies geht auch schon aus Abb. 2, wenigstens für tiefere Eindrücke, mit Annäherung hervor. Unter der Annahme, daß also die Abwägung der Belastungsfolgen

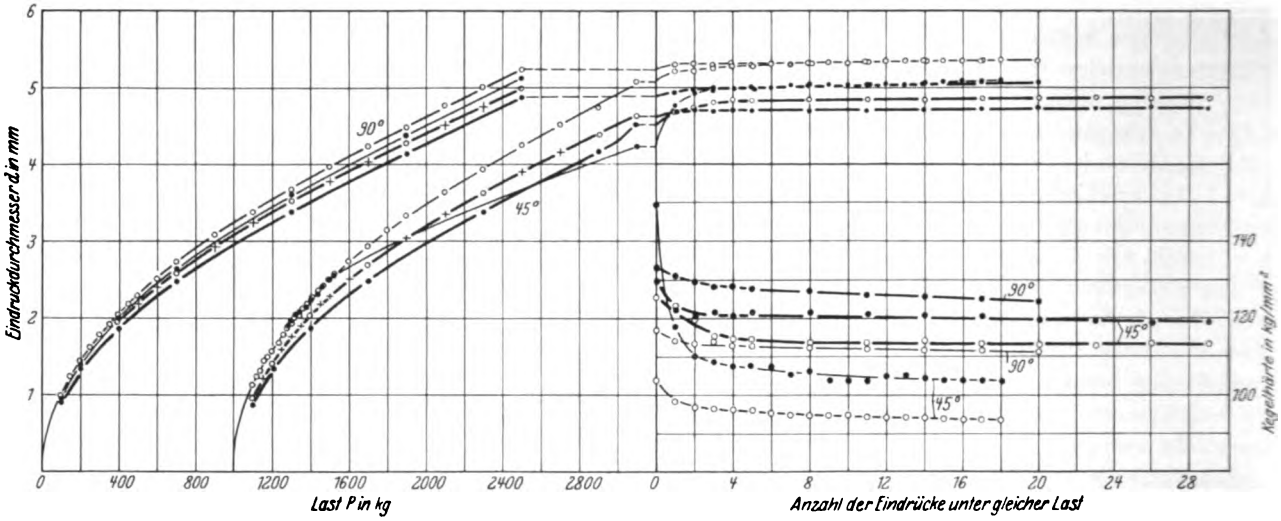


Abb. 3 und 4. Eindruckdurchmesser in Abhängigkeit von der Belastung und der Anzahl der Eindrücke unter gleicher Last beim Kegeleindruck. Kegelhärte in Abhängigkeit von der Anzahl der Eindrücke unter gleicher Last. Werkstoff: Duralumin.
——— = Kegel poliert. ——— = Kegel rauh. + ○ = kleine Laststufen. ● = große Laststufen.

Der Zeiteinfluß, d. h. die Einwirkung der Zeitdauer der Belastung auf die Härtezahl, ist wie später noch gezeigt werden soll, meist unerheblich, falls man selbsterweichende Stoffe, wie Zinn, ausschließt. Dieser Einfluß erschien zunächst dadurch genügend ausgeschaltet, daß jede Belastung in der gleichen Zeitdauer von 30 Sek. zur Wirkung kam.

Es mußte nunmehr, um die Hauptaufgabe — nämlich die Einwirkung der Gestalt des Eindruckkörpers auf die Härtezahl — lösen zu können, auch die Belastungsfolge vereinheitlicht werden. Man stand also vor der Aufgabe zu unterscheiden, ob die absoluten Belastungszunahmen, mit denen ja die Eindrucktiefe zunimmt, oder die Abwägungen der Laststufen gegeneinander, also ohne Berücksichtigung der absoluten Tiefe, die Veränderlichkeit der Härtezahl bedingen.

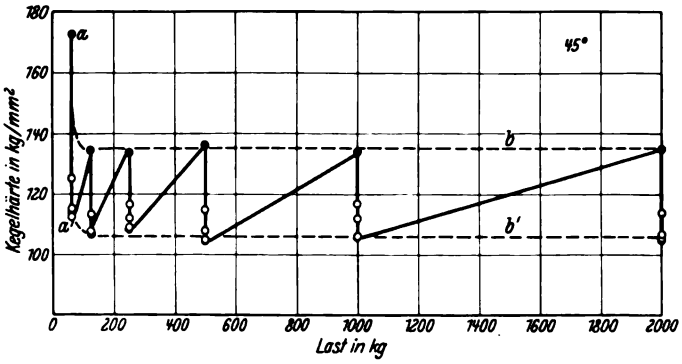


Abb. 5. Verlauf der Kegelhärte bei einer stufenähnlichen Belastungsreihe (Verdoppelung der Stufen) mit eingeschobenen konstanten Belastungen. Werkstoff: Duralumin.
● = jeweilig erster Eindruck jeder Laststufe.
○ = folgende Eindrücke unter konstanter Last.

Beim Kegel wenigstens muß mit Ludwik[9] als Folge des Kickschen[12] Ähnlichkeitsgesetzes davon ausgegangen

[12] F. Kick: Das Gesetz der proportionalen Widerstände und seine Anwendungen. Leipzig 1885.

gegeneinander die Veränderlichkeit der Härtezahl bedingt, wurde nun eine im folgenden als „stufenähnlich" bezeichnete Reihe durchgeführt, bei welcher die folgende Laststufe stets um das gleiche Maß, und zwar zunächst doppelt so groß war als die vorhergehende (62,5 — 125 — 250 — 500 — 1000 — 2000 kg). Bei jeder dieser Laststufen wurde der Körper 5mal hintereinander mit gleichbleibender Last eingedrückt, ehe zur nächstfolgenden Laststufe übergegangen wurde.

Die so ermittelte Härtekurve ist in Abb. 5 wiedergegeben. Es ergibt sich daraus, daß die Härte mit zunehmender Belastung konstant bleibt — den allerersten Eindruck *a* ausgenommen —, sobald das Verhältnis Lastintervall zu Gesamtlast jeweilig das gleiche bleibt (*b*). Da diese Bedingung für den ersten Eindruck *a* bei endlicher Last nicht durchführbar ist, so muß die Härte für den ersten Eindruck abweichen: sie fällt in Übereinstimmung mit Abb. 2 immer am größten aus. Ferner zeigt die Abb. 5, daß bei gleicher Anzahl von Wiederholungen derselben Laststufe die Härtezahl auf einen sehr niedrigen, ebenfalls konstanten Wert *b'* herabfällt, der aber ebenfalls, wenn auch in geringem Betrage, vom vorangehenden Zustand (Einzellast *a'* oder Laststufen *b'*) abhängt.

Nunmehr wird auch der Verlauf der Härtekurven in Abb. 2 erklärlich, wo noch bei verhältnismäßig tiefen Eindrücken Streuungen vorhanden waren. Diese Streuungen beruhen nicht etwa nur auf Materialungleichheiten oder Versuchsfehlern. Sie rühren vielmehr hauptsächlich davon her, daß die Belastungsreihe eine willkürliche und keine stufenähnliche war. Die Veränderlichkeit des Verhältnisses Lastintervall zu Gesamtlast kommt naturgemäß bei kleinen Lasten zahlenmäßig stärker zum Ausdruck als bei großen, zumal, wenn man, wie in Abb. 2, das Intervall nicht im gleichen Maße steigen läßt wie die Gesamtlast.

Diese Erkenntnisse lassen sich nunmehr in das Schema der Abb. 6 übersichtlich einfügen, indem man aus Abb. 5

Digitized by Google

die Härtewerte a, a', b, b' sinngemäß einzeichnet. Als Abszisse werden die Kennwerte von stufenähnlichen Reihen, also das Verhältnis Intervall zu Last aufgetragen. Für die Reihe in Abb. 5 mit der Härte b beträgt der Reihenindex 0,5, für den einmaligen Eindruck a ist der Index 1. In die Abb. 6 wurden ferner noch einige Härtewerte mit verschiedenem Reihenindex eingetragen; hier-

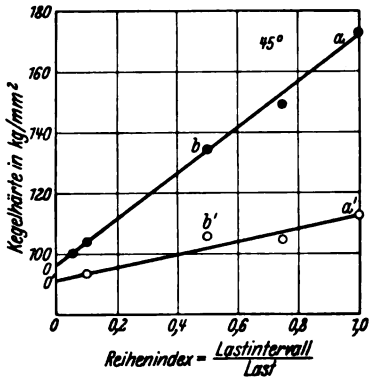


Abb. 6. Endwerte der Kegelhärten bei verschiedenen stufenähnlichen Reihen mit anschließenden 20maligen konstanten Belastungen. Werkstoff: Duralumin.
● = Reihenhärtewert.
○ = Härte nach 20maliger Belastung (b' nur 5mal belastet).

bei ist für die a' und b' der Abb. 5 entsprechenden Werte eine 20malige Lastwiederholung zugrunde gelegt worden, die einerseits noch praktisch durchführbar ist und anderseits schon dem Grenzwert geringster Härte nahe kommt.

b) Einfluß von Belastungshöhe und Belastungsstufe: Versuche an Kupfer, Messing, Weicheisen und Zinn.

Zunächst soll nun der Nachweis geführt werden, daß das Kicksche Ähnlichkeitsgesetz trotz des Einflusses der Stufenfolge für den Kegeleindruck tatsächlich gilt, daß also die absolute Lasthöhe beim Kegel keinen Einfluß auf die Härte besitzt. Es seien daher Reihen gleicher Kennzahl aber verschiedener Lasthöhe in ihrer Einwirkung auf die Härte miteinander verglichen. Die Reihen erhalten nun entsprechend Abb. 6 die Bezeichnung 0,1 — 0,5 — 1, je nachdem, ob das Lastintervall jeweilig $^1/_{10}$ — $^1/_2$ — $^1/_1$ der zugehörigen Stufenlast beträgt*. Ein einmaliger Eindruck erhält also wieder die Bezeichnung 1. Solche Reihen sind für einen Kegelwinkel von 45° in verschiedener Lasthöhe beginnend in Abb. 7 und 8 wiedergegeben; und zwar in Abb. 7 Reihen mit dem Lastintervall 0,1; in Abb. 8 Reihen mit 0,5. Der erste Eindruck fällt wiederum stets hoch aus, dann sammeln sich die Kurven verschiedener Lasthöhen auf einem annähernd waagerechten Ast konstanter Härte. Diese Endhärte ist, wie schon an Duralumin beschrieben, bei Reihen mit höherer Kennzahl größer als bei solchen mit kleiner Kennzahl (vgl. Reihe 0,1 mit 0,5 in Abb. 7 und 8). Der Übergang zur Endhärte erfolgt hier nicht so schnell wie in Abb. 5 (Duralumin), weil dort wiederholte Belastungen bei konstanter Last eingeschoben wurden. Aber beim dritten und vierten Eindruck ist auch hier die Endhärte ebenfalls praktisch erreicht, d. h. wenigstens so weit, daß nach einer größeren Zahl weiterer wiederholter Belastungen nur eine Abnahme innerhalb der Fehlergrenzen feststellbar war. Trägt man nun die Reihen der Abb. 7 so auf, daß jede Laststufe als ein Vielfaches der ersten Laststufe gekennzeichnet ist, so fallen, unbeeinflußt durch die absolute Belastung, sämtliche Kurven praktisch zusammen (Abb. 10). Hierdurch ist die Nichtigkeit der absoluten Lasthöhe sehr verdeutlicht. Was an Abweichungen von der Übereinstimmung vorkommt, sind nicht zu umgehende stoffliche und versuchsmäßige Streuungen.

In Abb. 9 sind nochmals die einmaligen Eindrücke (Reihe 1) verschiedener Lasthöhe aufgetragen. Nach dem vorher Gesagten müssen auch hier sämtliche Eindrücke auf einer Linie gleicher Härte liegen. Dies ist auch durchaus der Fall; wir sehen nur bei kleinen Belastungen eine Störung, indem die Werte zu gering ausfallen. Die Ursache hierfür dürfte darin liegen, daß der Kegel nicht vollkommen spitz hergestellt werden kann und bei kleinen Lasten mehr als Kugel wirkt. Die Härtekurve der Kugel beginnt aber mit sehr kleinen Härtewerten (vgl. Abb. 24).

Aus diesen Versuchen ergeben sich nun für die Anwendbarkeit des Ähnlichkeitsgesetzes neuartige Gesichtspunkte. Bei der Aufstellung seines Ähnlichkeitsgesetzes hatte Kick lediglich die Formänderungsarbeit des Werkstoffes ins Auge gefaßt. Er sagt wörtlich: „Die Arbeitsgrößen, welche zu übereinstimmender Formänderung

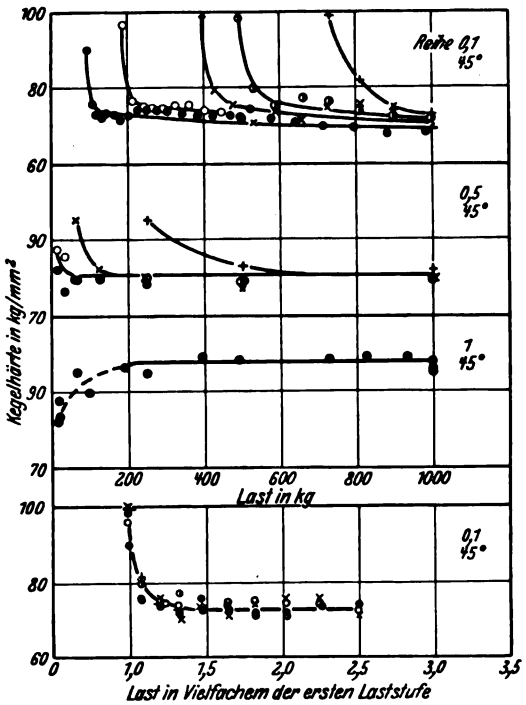


Abb. 7 bis 10. Verlauf der Kegelhärte unter verschiedenen stufenähnlichen Reihen (0,1; 0,5; 1). Werkstoff: Kupfer B.

geometrisch ähnlicher und materiell gleicher Körper erfordert werden, verhalten sich wie die Volumen oder Gewichte der Körper."

In unserem Falle können wir danach ohne weiteres die Belastung in Beziehung zur Eindruckfläche setzen, da ja beim Kegel der Arbeitsweg stets eine Abmessung des verdrängten Volumens darstellt.

Nun könnte man annehmen, daß in jedem Falle, ganz gleich, welche Stufenfolge man nimmt, die Summe

* Z. B. für Index 0,1: ..... 729, 810, 900, 1000.

Digitized by Google

der Arbeitsgrößen proportional dem verdrängten Gesamtvolumen, also die Härte, konstant ist. Das ist aber hier nicht der Fall, sobald zwischendurch der Eindruckstempel vom Probekörper losgelöst wurde.

Da also das Loslösen Einfluß auf den Widerstand nimmt — erst später werden wir sehen, daß entsprechend der Anzahl der Loslösungen die Reibung vermindert wird —, so ist auch, um sich ganz streng an das Gesetz zu halten, diese Begleiterscheinung gewissermaßen ähnlich zu gestalten. Dies haben wir dadurch erreicht, daß, vom ersten Eindruck abgesehen, die Beziehung $\Delta P/P = k$ eingehalten wurde, worin P die jeweils erreichte Last, ΔP das Lastintervall und k unser Reihenindex ist. Damit wird der dem Härtewert anhaftende Reibungsanteil stets proportional der Last gestaltet.

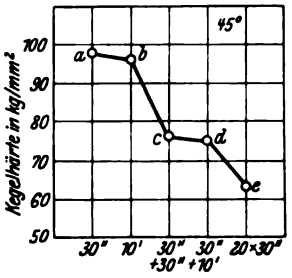


Abb. 11. Kegelhärten bei verschiedener Belastungszeit und -häufigkeit. Werkstoff: Kupfer B.

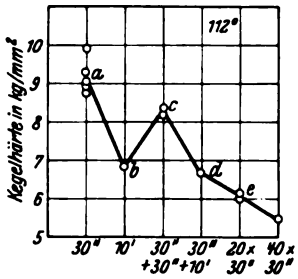


Abb. 12. Kegelhärten bei verschiedener Belastungszeit und -häufigkeit. Werkstoff: Zinn.

Durch die nunmehr erreichte Gültigkeit des Ähnlichkeitsgesetzes (vgl. Abb. 10) ist aber auch erwiesen, daß Abweichungen vom Kickschen Gesetz oft darauf zurückzuführen sind, daß nicht alle in Frage stehenden Teilerscheinungen im Rahmen der Proportionalität erfaßt sind. Gleichzeitig können wir dem vorliegenden Fall die wichtige Tatsache entnehmen, daß sich hier die einzige, das Ähnlichkeitsgesetz beeinflussende Erscheinung im Loslösungsvorgang findet und weitere Störungen nicht zu erwarten sind.

Wir sehen ferner, daß oft wiederholte Eindrücke unter gleichbleibender Last einen erheblichen Härteabfall erzeugen. Da diese Erscheinung als Zeiteinfluß gedeutet werden könnte, so ist auch eine besondere Untersuchung des Zeiteinflusses am Platze, bevor man schließlich an die eigentliche Untersuchung über den Einfluß der Gestalt des Eindruckkörpers auf die Härte herangeht. In Abb. 11 sind daher einige sinngemäße Untersuchungen an Kupfer B gegenübergestellt. Ein Eindruck, der 10 Min. dauerte (*b*), zeigte praktisch keinen Härteunterschied gegenüber einem nur 30 Sek. währenden Eindruck (*a*). Dagegen ergab ein zweimaliger Eindruck von je 30 Sek. Dauer mit zwischenliegender Loslösung einen erheblichen Abfall (*c*). War die Belastungsdauer des zweiten Eindrucks im Fall *d* 10 Min., so blieb die Härte gegenüber Fall *c* wiederum praktisch unverändert. Bei 20 weiteren Eindrücken von je 30 Sek. Dauer war dagegen ein weiterer beträchtlicher Abfall zu verzeichnen (*e*). Verringernd auf die Härtezahl wirken also unterbrochene Belastungen gleicher Höhe in weit stärkerem Maße als längere Zeit anhaltende Belastungen.

Abb. 12 zeigt hingegen das unterschiedliche Verhalten von Zinn bei genau gleicher Behandlung. Wir haben uns ja vorgenommen, zum Vergleich das Zinn wegen seiner Neigung zur Selbsterweichung als Ausnahmewerkstoff mit zu untersuchen in dem Bewußtsein, daß reines Zinn in Fällen, in denen Festigkeit verlangt wird, nicht zur Verwendung gelangt. Hier sehen wir, daß bei genügender Zeit die Erweichung einen erheblich größeren Härteabfall erzeugt als die Loslösung des Eindruckkegels. Dieses Verhalten ist aber entgegengesetzt dem aller anderen untersuchten Stoffe, die bei Raumtemperatur ihre Verfestigung vollständig behalten.

Mit diesen weiteren Erfahrungen ausgerüstet, konnte nunmehr das Schema der Abb. 6 (Duralumin) ohne weitere Versuchsschwierigkeiten bei verschiedenen Kegelwinkeln verwirklicht werden. Sobald man mit Hilfe stufenähnlicher Reihen belastet, ist die absolute Größe der Last ohne Bedeutung und der Zeiteinfluß kann übergangen werden, zumal wenn man sich an eine gleichbleibende Belastungszeit von je 30 Sek. hält. Die Untersuchung konnte sich jetzt darauf beschränken, eine verhältnismäßig kurze Reihe 0,1 von acht Eindrücken durchzuführen, weil nach dem vierten Eindruck die Härtezahl sich nicht mehr wesentlich ändert. Der erste Eindruck konnte, wenn er nicht zu gering war, als Einzeleindruck (Reihe 1) gewertet werden. An die Reihe schlossen sich 20 Eindrücke bei gleichbleibender Last. Die hierbei erreichte endgültige Härtezahl bekam den Index 0,1'.

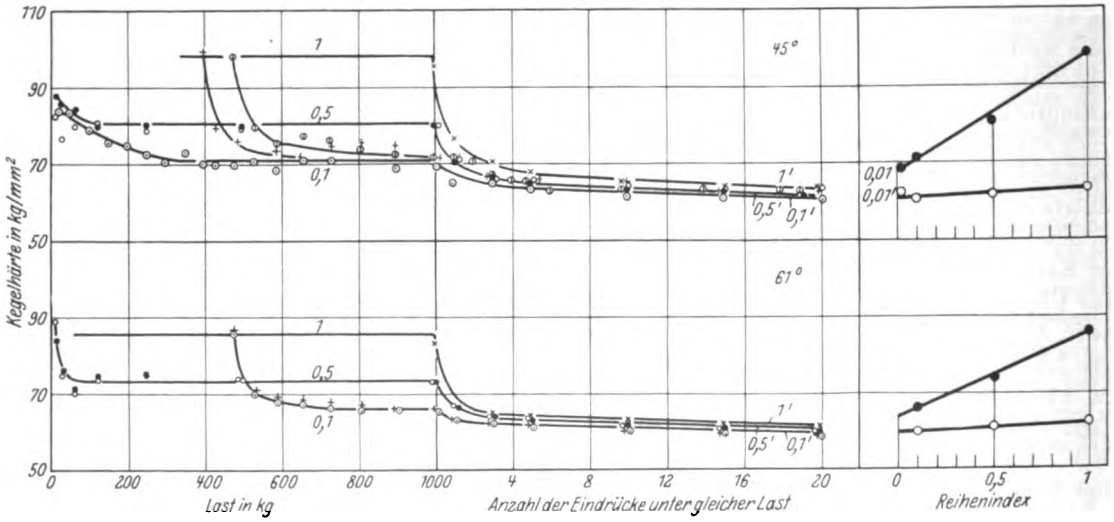


Abb. 13. Stufenähnliche Reihen mit nachfolgenden 20maligen konstanten Belastungen. Werkstoff: Kupfer B.

Digitized by Google

Außerdem wurde noch ein Einzeleindruck mit nachfolgenden 20 Belastungen durchgeführt. Diese Härte erhielt den Index 1′. Die entsprechenden Reihen sind für das Kupfer B bei den Kegelwinkeln 45 und 60° in Abb. 13 links dargestellt, während rechts sich die Auswertungen nach dem Reihenindex befinden. Für das härteste Kupfer A sind die Reihen für sämtliche Kegelwinkel in Abb. 14 wiedergegeben, während die Auswertungen in Abb. 16 zusammengefaßt sind.

Läßt man den Reihenindex, also auch das Lastintervall, gleich 0 werden, so sollte man annehmen, daß dies gleichbedeutend mit wiederholten Eindrücken bei konstanter Last ist. Bemerkenswerterweise zeigt sich jedoch, daß in den Abb. 6, 13, 16 usw. eine Extrapolation auf die nicht zu verwirklichenden Reihen 0 bzw. 0′ nicht denselben Härtewert ergibt, d. h. 0 und 0′ fallen um einen bestimmten Härtebetrag auseinander. Einige Reihen 0,01, also mit sehr kleinen Intervallen, ergaben noch Unterschiede zwischen 0,01 und 0,01′ von 5% bzw. 8,5% für die Kegelwinkel von 90° bzw. 45° (Abb. 15 und 13). Es ist also grundsätzlich auseinanderzuhalten, ob die Belastung um einen wenn auch noch so kleinen Betrag gesteigert wird oder ob sie mehrfach in gleicher Höhe aufgebracht wird.

Da nunmehr das Versuchsverfahren festliegt, erübrigt es sich, für die weiteren Werkstoffe die gesamten Versuchsreihen darzustellen. Es seien zunächst nur die ausgezeichneten Werte 1 — 1′ — 0,1 — 0,1′ in dem beschriebenen Schema (nach Abb. 6) für die einzelnen Kegelwinkel wiedergegeben (Abb. 16 bis 19).

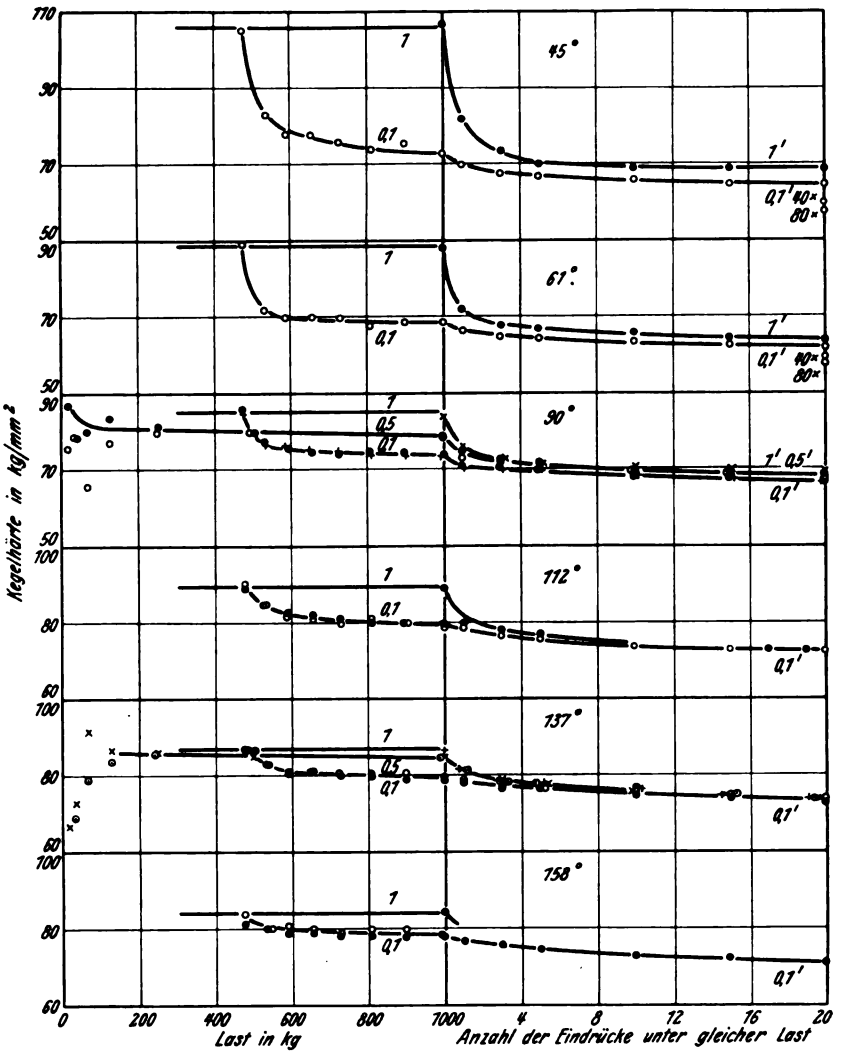


Abb. 14. Stufenähnliche Reihen mit nachfolgenden 20maligen konstanten Belastungen. Werkstoff: Kupfer A.

hier Wiederholung von Eindrücken unter gleicher Last ein weiteres Zunehmen der Eindrucktiefe, so daß derart gewonnene Härtewerte nach unten aus der Reihenkurve herausfallen. Der Einfluß der Laststufen erscheint also gegenüber dem Kegel vereinfacht. Während aber ander-

3. Zylinder- und Kugeleindruck.

Beim Eindrücken des Zylinders bleibt der Eindruckdurchmesser unverändert. Es wurde daher der Eindruckwiderstand (Härte) in Beziehung zur allein veränderlichen Tiefe aufgetragen. Diese ist in % des Durchmessers ausgedrückt, um die Kurven von der absoluten Größe des Druckkörpers unabhängig zu gestalten. Die Kurven verschiedener Werkstoffe finden sich in Abb. 20 bis 23. Es zeigt sich nun abweichend von den Kegelversuchen für alle Werkstoffe, daß einmalige Eindrücke in die Reihenkurve fallen (1 = 0,1). Der Reihenaufbau ist also beim Zylinder praktisch ohne Einfluß. Das übersichtliche Reihenschema, welches beim Kegel angewandt wurde, erübrigt sich also beim Zylinder. Dagegen bewirkt auch

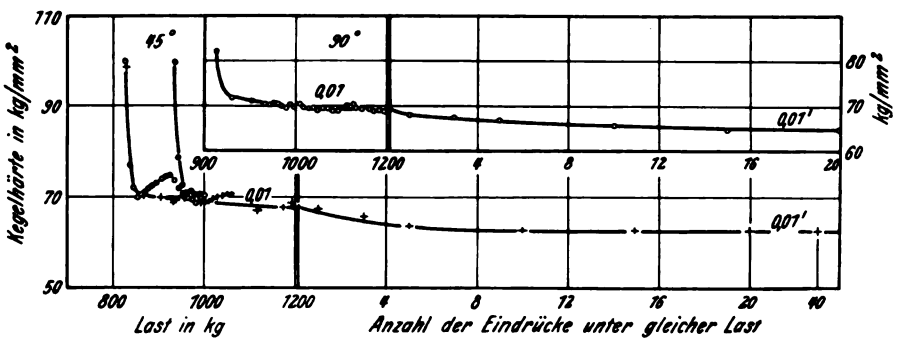


Abb. 15. Stufenähnliche Reihen 0,01 mit nachfolgenden 20maligen Belastungen. Werkstoff: Kupfer B.

seits beim Kegel die absolute Last keine Rolle spielte, ist sie hier von ausschlaggebender Bedeutung, denn die Härtezahl nimmt mit der Höhe der Last beständig zu.

Es gibt also zur Kennzeichnung des Zylinders im Rahmen unserer Versuchsdurchführung nur zwei Kur-

Digitized by Google

ven, eine solche höherer Härte, welche sich aus einmaligen oder reihenmäßigen Eindrücken zusammensetzt (1 = 0,1), und eine Grenzkurve niederer Härte, welche nach oftmaligen Eindrücken unter gleicher Last entsteht (1′ = 0,1′). Für die Ermittlung der letzteren wurden der Einheitlichkeit halber wie beim Kegel immer 20 Eindrücke für eine Last gewählt. Die Meßpunkte der oberen Härtekurve lassen sich durch aufeinanderfolgende Eindrücke an nur einer Probe einwandfrei ermitteln, für die untere sind jedoch soviel Proben erforderlich als Meßpunkte erwünscht sind. Wegen der unvermeidlichen Unterschiede in der Materialbeschaffenheit kann der untere Kurvenzug dadurch gegenüber dem oberen unregelmäßig ausfallen. Um nun eine zu große Probenzahl, die für eine ausgeglichene Kurve notwendig wäre, zu umgehen, wurde folgender Weg gewählt: Die Tiefenzunahme bei 20 Eindrücken unter konstanter Belastung wurde in verschiedener Lasthöhe kurzerhand an die obere Härtekurve angesetzt und ihre absoluten Tiefen

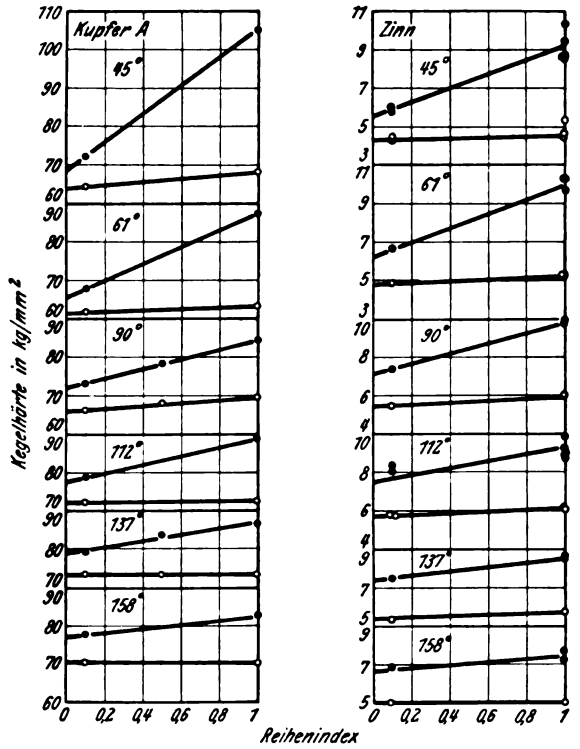


Abb. 16 und 17. Endwerte der Kegelhärten bei verschiedenen Reihenindices und nach anschließenden 20maligen konstanten Belastungen. Werkstoffe: Kupfer A und Zinn.
● = Reihenhärtewert.
○ = Härte nach 20maliger Belastung.

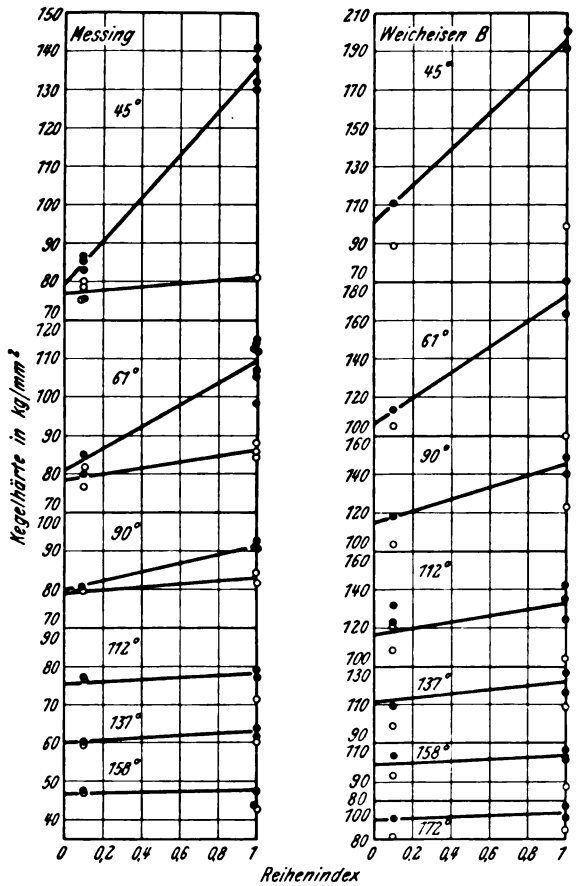


Abb. 18 und 19. Endwerte der Kegelhärten bei verschiedenen Reihenindices und nach anschließenden 20maligen konstanten Belastungen. Werkstoffe: Messing und Weicheisen B.

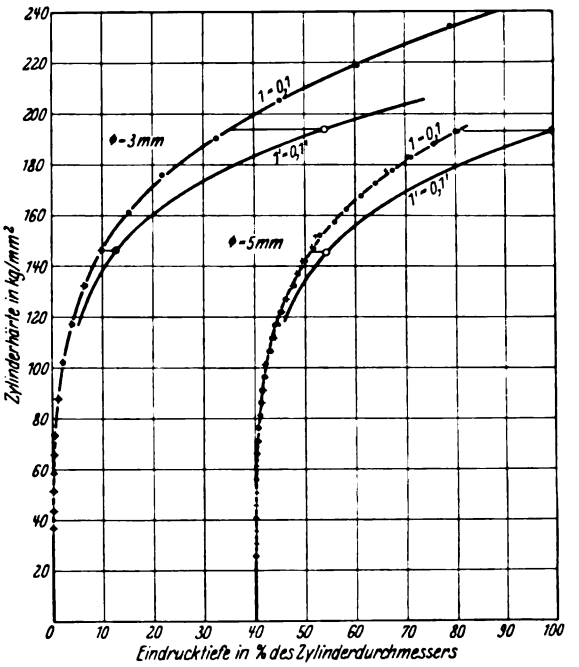


Abb. 20. Zylinderhärte in Abhängigkeit von der Eindrucktiefe für die Reihen 1 = 0,1 und 1′ = 0,1′. Werkstoff: Duralumin.

unberücksichtigt gelassen. Die stofflichen Störungen in der unteren Härtekurve fallen auf diese Weise fort. Der Einfluß der Werkstoffungleichheit kann nämlich auf die absolute Tiefe von merklichem aber auf die Tiefenzunahme bei 20 Eindrücken nur von untergeordneter Bedeutung sein.

Die Kugel kann man sich vorstellen als eine Aneinanderreihung von unendlich vielen und schmalen Kegelscheiben mit ständig zunehmender Mantelneigung. Danach kann man qualitativ voraussagen, was beim Eindrücken einer Kugel geschieht. Die Kugelhärteprüfung wird keine konstante Härtezahl aufweisen können, da die Neigung der Oberfläche ständig wechselt. Sie wird anderseits auch nicht der Einflußlosigkeit der Reihenanordnung wie beim Zylinder unterliegen, da ja die Kugel in ihrer Wirkung kegelähnlich ist. Diese Überlegung findet sich auch bestätigt.

Für den Kugeleindruck findet zwar das Ähnlichkeitsgesetz keine unmittelbare Anwendung, da sich ja die

Digitized by Google

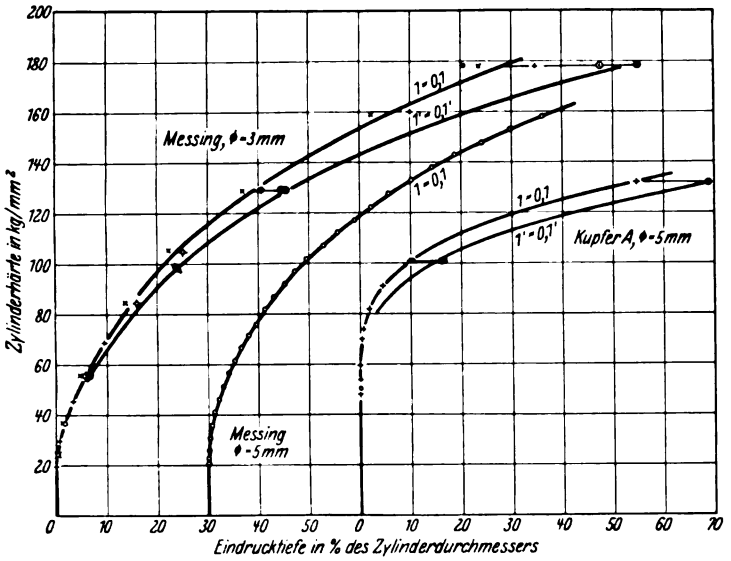


Abb. 21. Zylinderhärte in Abhängigkeit von der Eindrucktiefe für die Reihen 1 = 0,1 und 1′ = 0,1′. Werkstoffe: Messing und Kupfer A.

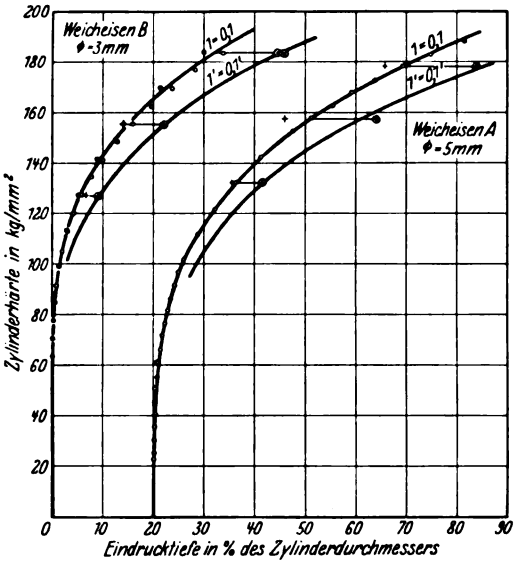


Abb. 22. Zylinderhärte in Abhängigkeit von der Eindrucktiefe für die Reihen 1 = 0,1 und 1′ = 0,1′. Werkstoffe: Weicheisen B und A.

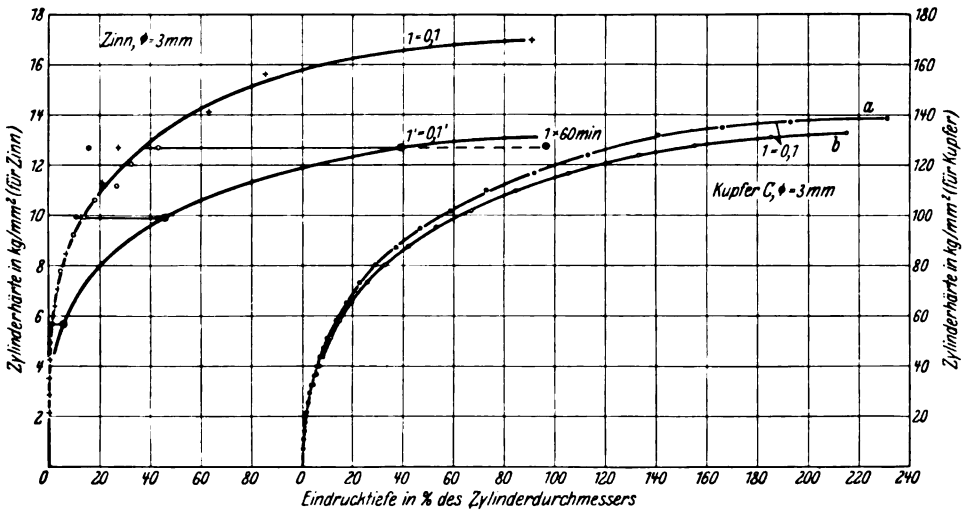


Abb. 23. Zylinderhärte in Abhängigkeit von der Eindrucktiefe für die Reihen 1 = 0,1 und 1′ = 0,1′. Werkstoffe: Zinn und Kupfer C (Quotient Probendurchmesser/Eindruckdurchmesser für Kurve $a = 13$, für Kurve $b = 5$).

Geometrie des verdrängten Volumens ständig ändert. Es läge mithin keine Veranlassung vor, gerade eine stufenähnliche Reihe wie beim Kegel zu verwenden. Anderseits müssen aber willkürliche Reihen die Gesetzmäßigkeit der Kugelhärtekurve ebenso willkürlich ändern. Strenggenommen müßte man also, wenn man sich im erweiterten Sinn an das Kicksche Gesetz halten wollte, eine Reihe wählen, die mit dem Gesetz der Zunahme des Kalotteninhalts im Einklang steht. Diese Handhabung wäre zu schwierig. Wir haben uns daher mit der Anwendung der stufenähnlichen Reihe für die Kugel begnügt, um wenigstens die Willkürlichkeit zu beseitigen und um für alle Werkstoffe mit gleicher Gesetzmäßigkeit vorzugehen, wobei die geringfügig einzuschätzende allmähliche Abänderung der Bedingungen für die Reibungsabnahme bei zunehmender Eindrucktiefe vernachlässigt ist. Nur beim zuerst untersuchten Werkstoff Duralumin (Abb. 24) war noch eine willkürliche Reihe verwendet worden.

Die Kugeleindrücke sind mithin in ihrer Auswirkung am schwierigsten darzustellen. Für die Darstellung kommt das Schema des Kegels nicht in Frage, da dieses

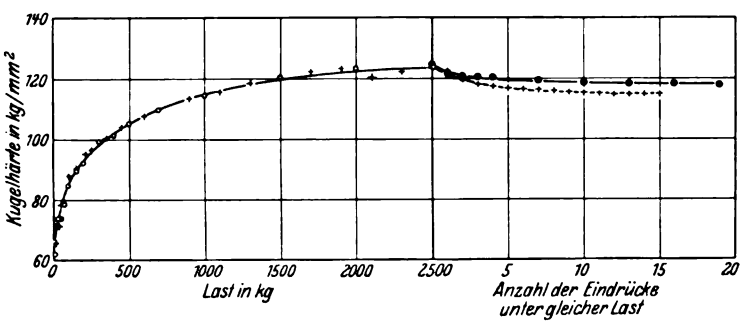


Abb. 24. Kugelhärte in Abhängigkeit von der Last und anschließende 20malige konstante Belastungen. Werkstoff: Duralumin.
+ = unähnliche Reihe, Stempel geölt.
○ = „ „ „ „ trocken.
● = einmaliger Eindruck (= Reihe 1).

immer nur für einen bestimmten Kegelwinkel gilt, hingegen läßt sich dasjenige des Zylinders anwenden. Dies sei an Abb. 25 erläutert. Durchgeführt sind einige Reihen 1 und 0,1. Die einmaligen Eindrücke verschiedener

Digitized by Google

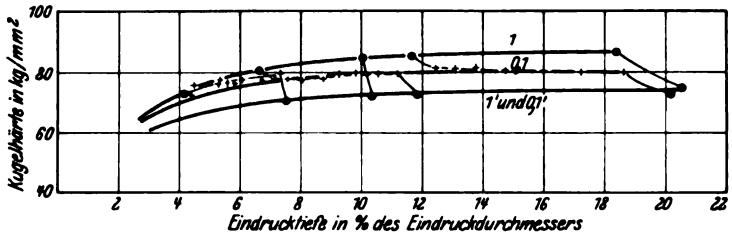


Abb. 25. Kugelhärte in Abhängigkeit von der Eindrucktiefe für die Reihen 1; 0,1; 1'; 0,1'. Werkstoff: Kupfer A. Kugeldurchmesser = 5 mm.

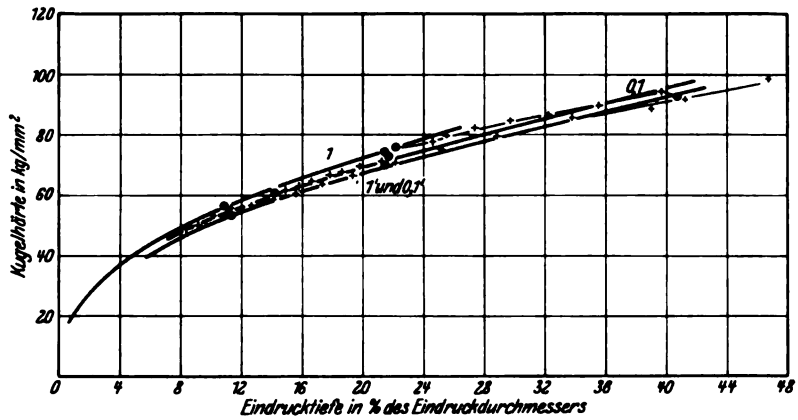


Abb. 26. Kugelhärte in Abhängigkeit von der Eindrucktiefe für die Reihen 1: 0,1; 1'; 0,1'. Werkstoff: Messing. Kugeldurchmesser = 5 mm.

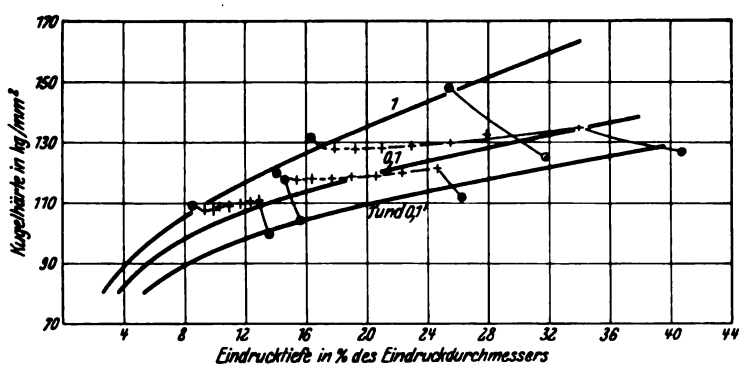


Abb. 27. Kugelhärte in Abhängigkeit von der Eindrucktiefe für die Reihen 1; 0,1; 1'; 0,1'. Werkstoff: Eisen B. Kugeldurchmesser = 5 mm.

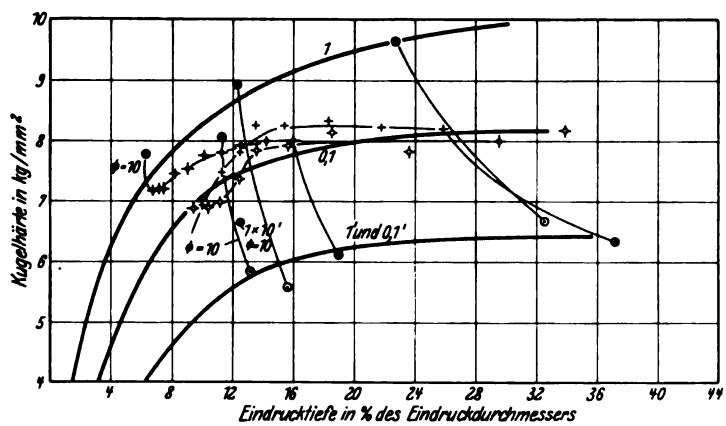


Abb. 28. Kugelhärte in Abhängigkeit von der Eindrucktiefe für die Reihen 1; 0,1; 1'; 0,1'. Werkstoff: Zinn. Kugeldurchmesser 5 und 10 mm.

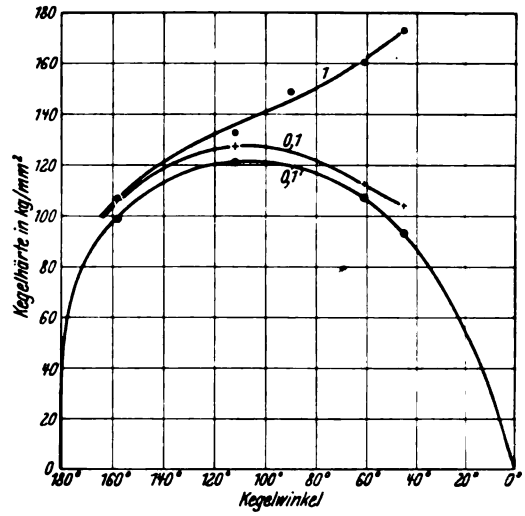


Abb. 29. Kegelhärten mit verschiedenem Reihenindex in Abhängigkeit vom Kegelwinkel. Werkstoff: Duralumin.

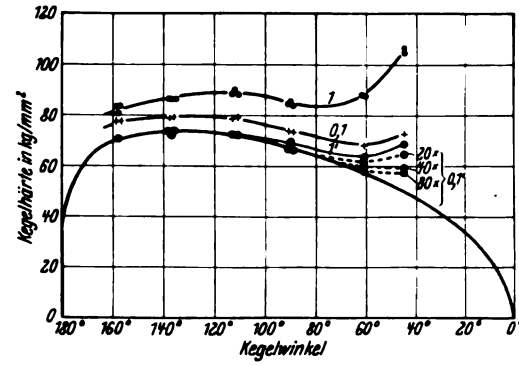


Abb. 30. Kegelhärten mit verschiedenem Reihenindex in Abhängigkeit vom Kegelwinkel. Werkstoff: Kupfer A.

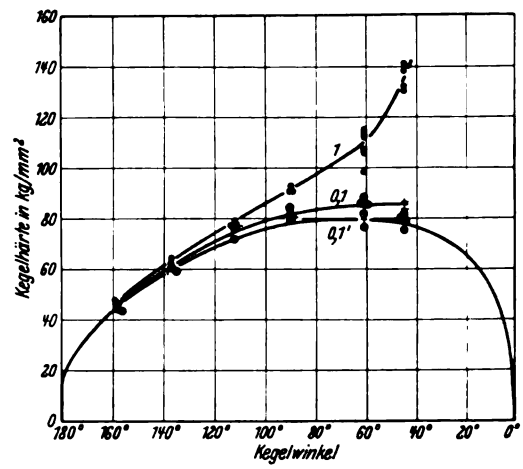


Abb. 31. Kegelhärten mit verschiedenem Reihenindex in Abhängigkeit vom Kegelwinkel. Werkstoff: Messing.
● = 1; + = 0,1; ⊙ = 1'; ⊕ = 0,1'.

Tiefe (1) und die ersten Eindrücke jeder Reihe 0,1 miteinander verbunden ergeben wie beim Kegel die Kurve 1. Die Endwerte der Reihen 0,1 ergeben die Kurve 0,1, die nun abweichend vom Zylinder nicht mit der Kurve 1 zusammenfällt, sondern unter ihr verläuft. Jeweils 20 Eindrücke unter konstanter Last im Anschluß an einen einmaligen Eindruck ergaben wie beim Zylinder die Kurve 1', welche bei der Kugel praktisch mit der Kurve 0,1' nach 20 Eindrücken im Anschluß an eine Reihe 0,1 zusammenfällt. (Beim Kegel war, wie früher beschrieben, die Härtezahl 1' etwas größer als 0,1'.) In Abb. 26 bis 28 findet sich die Darstellung für Messing,

Digitized by Google

Weicheisen und Zinn. Für Zinn ist wieder in Erinnerung zu bringen, daß bei wiederholten Eindrücken nicht nur eine Reibungsverminderung, sondern auch eine Selbsterweichung Platz greift. Beispielsweise hatte, wie aus Abb. 28 hervorgeht, ein 10 Min. dauernder einmaliger Eindruck eine größere Härteabnahme zur Folge als die Reihe 0,1.

4. Kegelwinkel und Reibungseinflüsse.

Wir waren bisher mit den Erkenntnissen so weit vorgeschritten, daß bei gleichbleibender Herabminderung der Mantelreibung auf ein Mindestmaß durch Einölen der polierten Eindruckstempel und bei Ausschaltung des Zeiteinflusses durch stets gleichdauernde Laststufen die erheblichen Einflüsse der Belastungsfolge in bestimmte Formen gekleidet werden konnten. Als Ausdruck hierfür wurden die Belastungsordnungen 1 — 0,1 — 1′ — 0,1′ herausgehoben, die für die weitere Gegenüberstellung der Ergebnisse verschieden geformter Eindruckstempel genügen sollen.

Die Ergebnisse der Kegelprüfung werden nunmehr in Abb. 29 bis 33 und Tafel 2 so zusammengefaßt, daß die Abhängigkeit der oben definierten Härtezahlen vom Kegelwinkel ersichtlich wird.

Aus diesen Kurven geht hervor, daß alle geprüften Werkstoffe bei der Kegelprüfung sich im Grunde zwar wesensähnlich verhalten, anderseits aber doch sehr erhebliche, den Werkstoff kennzeichnende Abweichungen voneinander aufweisen. Allen Stoffen gemeinsam ist der bei kleinen Kegelwinkeln sehr große und mit zunehmendem Kegelwinkel sich verringernde Abstand zwischen den Kurven 1 und 0,1. Auf den Kegelwinkel 180° extrapoliert, verschwindet der Unterschied dieser Härtewerte, der beim Zylinder gänzlich fehlte. Der Zylinder entspricht ja insofern einem ganz stumpfen Kegel, als auch bei ihm die Belastung nur senkrecht zur Oberfläche der Probekörper wirkt.

Der Unterschied zwischen 1 und 0,1 dürfte bei Zinn allerdings wieder erheblich vom Zeiteinfluß beeinträchtigt sein. Wir müssen die Ergebnisse des Zinns stets unter dem Gesichtspunkt betrachten, daß mit der Zeit wieder eine Erweichung des anfänglich unter dem Eindruck verfestigten Materials vor sich geht.

Die von der mehr oder weniger wirksamen Reibung herrührenden Unterschiede zwischen den Härten 1 und 0,1 sind in Abb. 34 in % der Werte von 0,1 und abhängig vom Winkel aufgetragen worden. Die Werkstoffe verhalten sich sehr ähnlich. Inwieweit die Unterschiede

Tafel 2. Ergebnisse der Kegelprüfung.

Werkstoff	Kegelwinkel Grad	Härte bei Reihe 1	1′	0,1	0,1′
Duralumin	45	173,0	—	—	—
	45	—	—	104,1	93,1
	61	160,6	—	112,4	107,2
Kupfer A	45	106,5	68,5	—	—
	45	104,6	—	72,6	64,2
	61	87,7	63,7	—	—
	61	88,3	—	68,0	61,6
	90	85,6	—	73,4	66,6
	90	84,4	—	73,8	66,3
	90	83,7	69,1	—	—
	112	88,8	72,6	—	—
	112	90,0	—	78,5	72,1
	112	88,5	—	79,3	—
	137	86,6	—	78,7	72,1
	137	86,5	—	79,6	73,8
	137	86,2	73,8	—	—
	158	83,4	—	—	—
	158	80,9	—	77,2	70,3
	158	83,5	—	79,9	—
Messing	45	141,0	—	83,1	75,4
	45	132,0	81,5	—	—
	45	130,0	—	85,6	80,4
	45	138,0	—	86,3	78,9
	61	98,1	—	79,4	76,6
	61	112,0	86,0	—	—
	61	107,0	88,1	—	—
	61	114,0	—	85,0	81,7
	61	115,0	85,4	—	—
	90	90,6	81,8	—	—
	90	90,4	—	80,4	79,4
	90	90,6	84,5	—	—
	112	77,0	71,8	—	—
	112	79,0	—	77,0	76,5
	137	64,1	60,3	—	—
	137	62,0	—	59,7	59,3
	158	43,7	43,2	—	—
	158	47,4	—	47,2	46,2

Werkstoff	Kegelwinkel Grad	Härte bei Reihe 1	1′	0,1	0,1′
Duralumin	90	149,0	—	—	—
	112	132,5	—	127,2	121,0
	158	106,4	—	106,6	98,6
Eisen B	45	201,0	99,9	—	—
	45	191,5	—	111,1	88,5
	61	180,9	100,0	—	—
	61	163,5	—	113,0	97,5
	90	140,3	123,0	—	—
	90	149,4	—	118,0	103,2
	112	124,5	104,1	—	—
	112	135,9	—	122,9	108,3
	112	143,2	—	132,1	120,8
	137	127,1	108,9	—	—
	137	115,8	—	109,2	98,9
	158	101,3	87,5	—	—
	158	106,9	—	103,8	92,8
	172	96,3	85,0	—	—
	172	90,7	—	90,7	81,2
Zinn	45	9,44	—	5,88	4,32
	45	8,67	—	6,06	4,49
	45	8,55	4,50	—	—
	45	10,40	5,35	—	—
	45	8,59	4,60	—	—
	61	10,30	—	6,61	4,88
	61	9,71	5,27	—	—
	61	10,30	5,10	—	—
	90	9,96	6,05	—	—
	90	9,78	—	7,38	5,50
	112	8,98	—	8,04	5,78
	112	9,05	6,15	—	—
	112	9,32	6,02	—	—
	112	9,91	—	8,37	5,88
	112	8,75	—	—	—
	137	8,64	5,75	—	—
	137	8,34	—	7,48	5,39
	158	7,21	4,94	—	—
	158	7,66	—	6,84	5,00

Digitized by Google

der verschiedenen Reibungskurven auf den Reibungsbeiwert zurückzuführen sind, wird im theoretischen Teil noch ausführlicher behandelt.

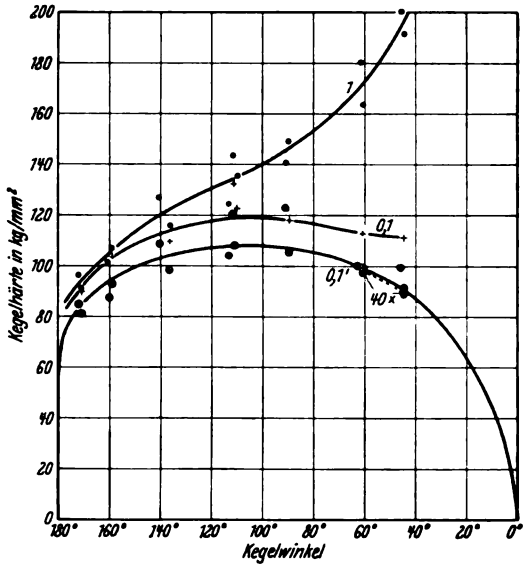


Abb. 32. Kegelhärten mit verschiedenem Reihenindex in Abhängigkeit vom Kegelwinkel. Werkstoff: Eisen B.
● = 1; + = 0,1; ⊙ = 1'; ⊕ = 0,1'.

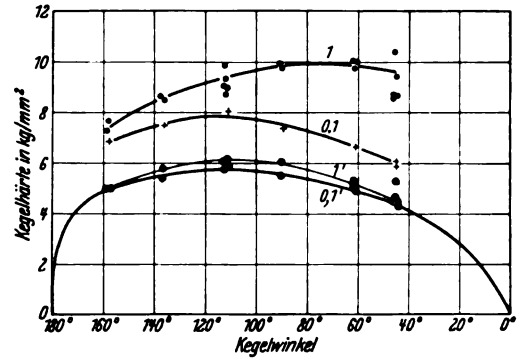


Abb. 33. Kegelhärten mit verschiedenem Reihenindex in Abhängigkeit vom Kegelwinkel. Werkstoff: Zinn.

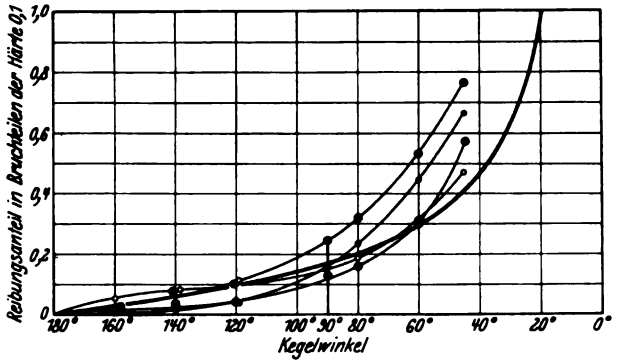


Abb. 34. Verlauf des Reibungsanteils mit dem Kegelwinkel. Theoretischer Reibungsanteil stark ausgezogen.
● = Duralumin; ◎ = Messing.
○ = Kupfer B; ● = Eisen B.

Der Abstand zwischen den Kurven 0,1 und 0,1' (bzw. 1') ist anderseits nicht vom Kegelwinkel abhängig. Bei einem bestimmten Stoffe scheint er im großen ganzen wie beim Zylinder mit der Höhe der Härte zuzunehmen. Sieht man von der zufälligen Höhe der Beanspruchung ab, so ist der Unterschied beider Kurven jedenfalls in starkem Maße vom Werkstoff abhängig. Bei Stoffen, deren Widerstand bekanntermaßen wenig von der Versuchsdauer bzw. Versuchsgeschwindigkeit abhängt, ist er sehr gering, z. B. bei Messing in Abb. 31. Stoffe, deren Widerstand stark geschwindigkeitsabhängig ist, ergeben dagegen wie Zinn nach Abb. 33 einen großen Unterschied.

Diese beiden verschiedenartigen Abhängigkeiten werden nun eigentümlicherweise lediglich durch denselben Versuchsumstand erfaßt; nämlich durch das Loslösen des Stempels, welcher die Reibung zwischen Stempel und Werkstoff vermindert und das Fließen begünstigt. Der Nachweis hierfür sei an Hand der Tafel 3 gebracht. Es wurden hier sowohl aufsteigende Reihen als auch 20malige konstante Belastungen durchgeführt, bei welchen der Stempel nicht gänzlich losgelöst wurde, sondern bis auf $^1/_5$ oder $^1/_2$ der vorangehenden Belastung entlastet wurde. Zum Vergleich sind Reihen angegeben, bei welchen wie üblich der Stempel gelöst wurde. Es gab so gut wie keine Herabsetzung der Härte, wenn ohne Loslösen entlastet wurde.

Tafel 3. Härtezahlen aus Versuchen mit und ohne Loslösen des Stempels (Kegel).

Reihenindex	Härtezahlen unter nachstehenden Bedingungen: a) Einmaliger Eindruck	b) Reihen ohne Loslösen *	c) Reihen mit Loslösen	a) bzw. c) und 20 konstante Belastungen ohne Loslösen *	a) bzw. c) und 20 konstante Belastungen mit Loslösen
	Kupfer C, ∢ = 45°				
1	95,4			107,5	63,4
	98,2				
	99,5				
	101,8				
	96,7				
	98,9				
	95,2				
0,5	—	92,8	80,7	75,4	61,3
			79,8		63,6
			80,1		
			82,4		
			80,0		
0,1	—	101,8	70,6	70,5**	60,7
			66,7	67,8	62,5
			71,7		62,7
			69,8		
			71,2		
			68,3		
			72,2		
			72,9		
	Zinn, ∢ = 112°				
1	8,98			6,5	6,15
	9,05				6,02
	9,32	—	—		
	9,91				
	8,75				

* Entlastet wurde bis auf die Hälfte der jeweiligen Laststufe.

** Entlastet wurde bis auf ein Fünftel der jeweiligen Laststufe.

Daß die nachgewiesene Reibungs- bzw. Härteverminderung bei einer Reihe mit aufsteigenden Lasten vom Kegelwinkel abhängig ist, bei einer konstanten Lastenfolge aber nicht, ist zunächst auffallend. Die Deutung

Digitized by Google

hierfür dürfte etwa folgendermaßen lauten: Durch die Anwendung häufiger Laststufen wird zunächst die äußere Reibung weitgehend beseitigt. Im Härtewert muß die äußere Reibung um so stärker in Erscheinung treten, je näher ihre Angriffsrichtung der Lastrichtung entspricht. Daraus erklärt sich auch ohne eingehendere Überlegungen der mit abnehmendem Kegelwinkel wachsende Abstand der Kurven 1 von 0,1. Wenn nun die gleiche Last oftmals, ebenfalls nach jedesmaligem Loslösen aufgebracht wird, fließt der Werkstoff um einen ihm eigentümlichen geringen Betrag nach. Soll dagegen nach abgeklungener Verformung wieder eine Beschleunigung des Fließens durch eine, wenn auch nur äußerst geringe Lasterhöhung erzwungen werden, so gehört zur Überwindung der inneren (statischen) Reibung eine Lasterhöhung über einen bestimmten Mindestwert, etwa entsprechend dem Unterschied 0,1 — 0,1′ (streng genommen zwischen den nicht zu verwirklichenden Zuständen 0 und 0′). Dieser Unterschied stellt somit eine Werkstoffeigenschaft dar, und sein Betrag hängt dann naturgemäß von der Höhe der Belastung, der Härte, ab. Diese Eigenschaft tritt ja auch beim Zugversuch zutage, wenn nach einer Entlastung der Fließvorgang fortgesetzt wird. Es ist dann immer eine etwas größere Belastung als vorher erforderlich, die dann bei abklingender Fließbeschleunigung wieder herabfällt.

Beim Zylinder tritt, wie schon besprochen, allein die innere Reibung zutage, wohingegen die äußere Reibung fortfällt, da ihre Kraftrichtung senkrecht zur Grundfläche verläuft.

Die Kugel verhält sich wie der Kegel, verbunden aber mit der Kompliziertheit, daß die Mantelrichtung ständig wechselt.

Hiermit ist nun die relative Lage aller Härtekurven zwischen 1 und 0,1 zur Kurve 0,1′ in den Abb. 29 bis 33 geklärt.

Daß die Kurven 1 in Abb. 29 bis 33 trotz des gleichartigen Reibungsverlaufs (Abb. 34) für die verschiedenen Stoffe ganz andersartig verlaufen, beruht danach lediglich darauf, daß besonders die Kurven 0,1 und 0,1′ stark vom Material abhängen. Es wird dadurch schon der Gedanke nahegelegt, daß wir es in diesen Kurven mit reinen Werkstoffkurven zu tun haben. Die Gründe für ihren besonderen Verlauf, der durch einen je nach dem Werkstoff bei verschiedenem Kegelwinkel gelegenen Höchstwert gekennzeichnet ist, werden sich aus einem Vergleich der Härtekurven für Kegel, Kugel und Zylinder klären.

5. Kegel-, Kugel- und Zylinderhärte.

Zu diesem Zweck sollen nunmehr die Härtezahlen 0,1 und 0,1′ von sämtlichen Stempeln, also Kegeln, Zylinder und Kugel in einer einheitlichen Übersicht zusammengestellt werden. Dies konnte zunächst nur so geschehen, wie es bei Zylinder und Kugel schon angewendet wurde, nämlich dadurch, daß auf der Abszisse die Tiefe t in % des Durchmessers d aufgetragen wurde. In ein solches Bild lassen sich neben Zylinder und Kugel auch sämtliche Kegel einordnen, da jedem Kegelwinkel ein bestimmter Wert relativer Tiefe entspricht. Es steht dann der Zylinder- und Kugelhärtekurve nur eine Kegelkurve gegenüber, in der sämtliche Kegelwinkel enthalten sind. Solche Zusammenstellungen finden sich in Abb. 35 bis 39. In diesen ist der Einfachheit halber für Kugel und Zylinder die gemessene Tiefe, für den Kegel die aus dem gemessenen Durchmesser leicht zu ermittelnde Solltiefe in Rechnung gesetzt worden. Diese unterschiedliche Behandlung dürfte von keinem wesentlichen Einfluß auf den verfolgten Zweck sein.

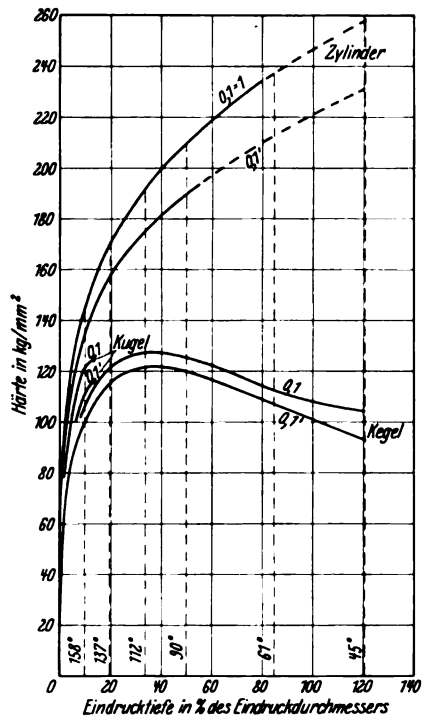


Abb. 35. Gegenüberstellung der (reibungslosen) Zylinder-, Kegel- und Kugelhärten 0,1 und 0,1′ bei zunehmender Eindrucktiefe. — — — = vervollständigt nach Potenzgesetz. Werkstoff: Duralumin.

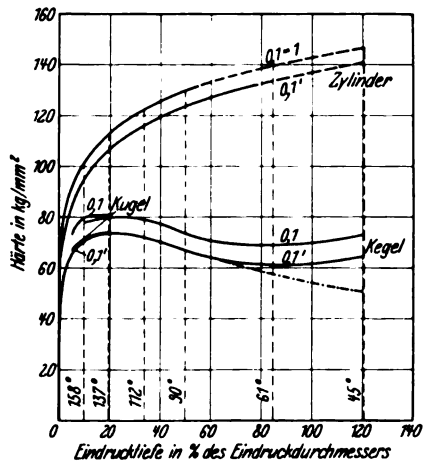


Abb. 36. Gegenüberstellung der (reibungslosen) Zylinder-, Kegel- und Kugelhärten 0,1 und 0,1′ bei zunehmender Eindrucktiefe.
Die Beseitigung der Reibung durch das Experiment gelang bei den Kegelwinkeln 61° und 45° nicht völlig; — • — • — = vermutlicher Verlauf von 0,1′ bei völliger Reibungslosigkeit, gemäß Abb. 30 eingetragen. — — — = vervollständigt nach Potenzgesetz. Werkstoff: Kupfer A.

Wie wird sich nun die Kegelkurve 0,1 und 0,1′ zur Zylinderkurve 0,1 bzw. 0,1′ verhalten? Zur Beantwortung dieser Frage wurde in Abb. 40 die Kegelhärte 0,1 und 0,1′ in % der bei gleicher relativer Tiefe vorhandenen Zylinderhärte 0,1 bzw. 0,1′ für alle Stoffe aufgetragen. Als Abszisse ist diesmal der Anschaulichkeit willen nicht der Tiefenwert t/d in %, sondern der dazugehörige Kegelwinkel aufgetragen worden, weil bei dem Maßstab t/d die Kurven bei sehr kleinen Kegelwinkeln

Digitized by Google

in die Unendlichkeit verlaufen würden. Aus Abb. 40 geht hervor, daß alle untersuchten Werkstoffe mehr oder weniger genau auf einer Kurve liegen. Es weisen also bei einem bestimmten Verhältnis Tiefe zu Durchmesser alle Werkstoffe etwa den gleichen prozentualen Unter-

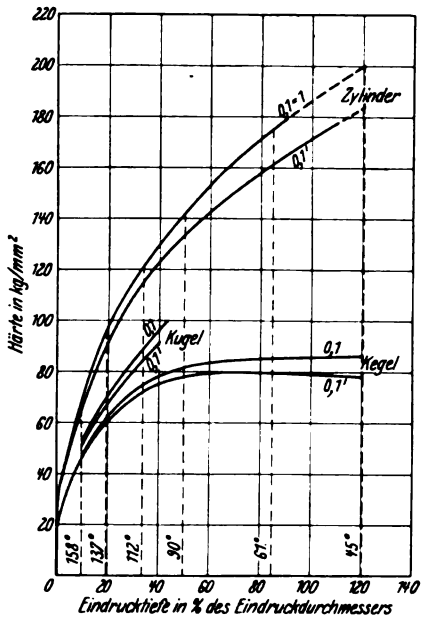


Abb. 37. Gegenüberstellung der (reibungslosen) Zylinder-, Kegel- und Kugelhärten 0,1 und 0,1′ bei zunehmender Eindrucktiefe. – – – = vervollständigt nach Potenzgesetz. Werkstoff: Messing.

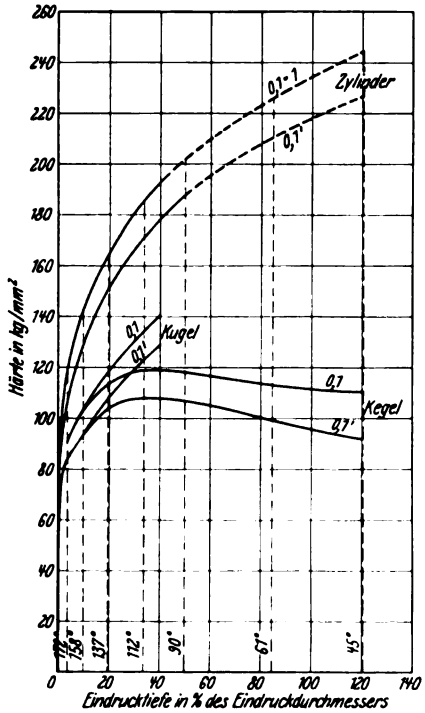


Abb. 38. Gegenüberstellung der (reibungslosen) Zylinder-, Kegel- und Kugelhärten 0,1 und 0,1′ bei zunehmender Eindrucktiefe. Werkstoff: Eisen B.

schied zwischen Kegelhärte und Zylinderhärte auf. Der Kurvenverlauf hängt somit hauptsächlich von den durch die Kegelwinkel gegebenen Kräfteverhältnissen ab. Für den unendlich stumpfen Kegel ergibt sich durch Extrapolation die Kegelhärte zu rund 75% der Zylinderhärte. Dies mag im grundsätzlichen Unterschied zwischen Kegel und Zylindereindruck begründet liegen, indem beim Kegel lediglich die Spitze bis zum entsprechenden Tiefenwert eindringt, beim Zylinder aber die gesamte Eindruckfläche. Mit abnehmendem Kegelwinkel tritt dann ein weiterer härteminderndr Einfluß in steigendem Maße hinzu. Ein unendlich spitzer Druckkegel würde nach Abb. 40 überhaupt keine Kraft zum Eindringen erfordern. Wir können uns etwa vorstellen, daß ein spitzer Kegel wie ein Keil wirkt, der unter geringem (senkrechtem) Kraftaufwand das Material nach der Seite hin auseinander treibt. Diese Wirkung eines spitzen Kegels auf

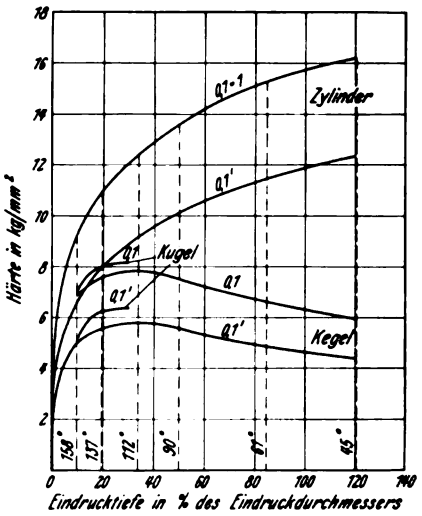


Abb. 39. Gegenüberstellung der (reibungslosen) Zylinder-, Kegel- und Kugelhärten 0,1 und 0,1′ bei zunehmender Eindrucktiefe. Werkstoff: Zinn.

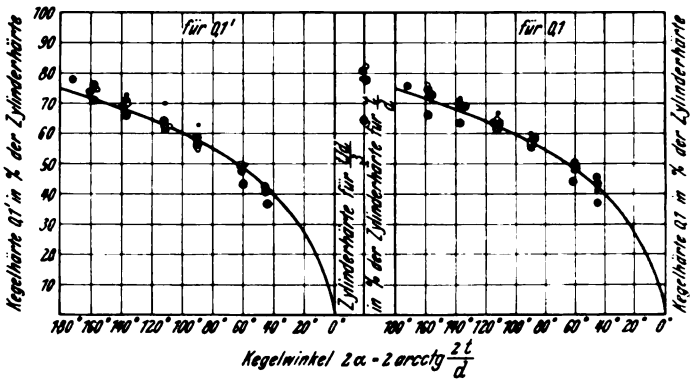


Abb. 40. Beziehung zwischen Kegelhärte 0,1′ bzw. 0,1 und Zylinderhärte 0,1′ bzw. 0,1 bei gleichem t/d.
● = Duralumin; ◎ = Messing; ⊙ = Zinn.
○ = Kupfer A; ● = Eisen B.

die Härte läuft also entgegengesetzt dem Reibungseinfluß. Im theoretischen Teil wird dies noch eingehender behandelt.

6. Kegelhärte und Kegelwinkel.

Nunmehr lassen sich die Härtekurven 0,1′ in den Abb. 29 bis 33 nach links und rechts sinngemäß vervollständigen. Nach rechts müssen sie nach den Ausführungen des letzten Abschnittes beim Winkel 0° auf die Härte 0 zulaufen*. Links beginnen sie bei etwa 0,75

* Bei Kupfer A (Abb. 30) zeigte ausnahmsweise die experimentelle Kurve 0,1′ zwischen 61° und 45° eine Aufbiegung. Diese dürfte sich daraus erklären, daß mit dem angewandten Versuchsverfahren die Reibung bei diesem Werkstoff noch nicht vollständig beseitigt war. 40malige und 80malige Belastungen mit konstanter Last ergaben dann

Digitized by Google

der entsprechenden Zylinderhärte, also des Wertes, bei dem der Werkstoff unter dem Zylinder gerade zu fließen beginnt; da t/d für den unendlich stumpfen Kegel $= 0$ ist. Die so vervollständigten Kurven erhalten etwa den Charakter der Zugkurven gleichen Materials. Links kennzeichnen sie den Fließbeginn, dann überschreiten sie einen Höchstpunkt infolge der Überlagerung von Verfestigung und Keilwirkung und schließlich wird bei spitzen Winkeln durch die überragende Keilwirkung der Kraftbedarf immer geringer. Beim Zugversuch wirkt sich die zunehmende Einschnürung ähnlich aus wie hier die Keilwirkung. Zu betonen ist nochmals, daß bei verschiedenen Werkstoffen der Höchstpunkt auch bei verschiedenen Winkeln erscheint, und zwar ähnlich dem Zugversuch bei um so spitzerem Kegel, d. h. bei um so größerer Verformung, je größer die Verfestigungsfähigkeit des Werkstoffes ist.

Das hiermit gewonnene Ergebnis widerspricht den Folgerungen von Hankins[11], der von der Vorstellung einer konstanten Härtezahl für alle Kegelwinkel ausgeht. Er nimmt dann an, daß der Unterschied der bei einmaligen Eindrücken gefundenen Härten mit verschiedenen Kegelwinkeln nur von der Mantelreibung herrührt. Wenn Hankins daher eine Gleichung aufstellt, in der nur die beiden Unbekannten Reibungskoeffizient und von der Reibung eliminierte Härte vorkommen, die beide für alle Winkel gleich sein sollen, so konnten ihm seine Versuche nur deshalb scheinbar recht geben, weil er sich lediglich in dem Bereich von Kegelwinkeln zwischen 45 und 120° bewegte, wo die Veränderlichkeit der Härte 0,1′ gering ist. Versuche mit stumpferen oder spitzeren Winkeln hätten die Unhaltbarkeit seiner Auffassung gezeigt.

7. Abfließen und Eindrucktiefe.

Beim Eindrücken des Stempels sucht sich bekanntlich das verdrängte Material einen Ausweg zur Oberfläche, die hierbei Gestalt und Lage in unmittelbarer Nachbarschaft des Eindruckstempels ändert. Durch diesen Vorgang wird zugleich die Frage aufgeworfen, wie groß der Unterschied ist zwischen der gemessenen Eindrucktiefe, welche auf die ursprüngliche Lage der Oberfläche bezogen wird, und derjenigen, welche durch die neue Begrenzung der Eindruckfläche bedingt ist, und welche als eigentliche (Soll-) Eindrucktiefe bewertet werden sollte. Ein Vergleich der Solltiefe mit der gemessenen Tiefe gibt daher zugleich einen Einblick in die Wirkung des Abfließens. Die Solltiefe läßt sich bei Kugel und Kegel ohne weiteres aus dem gemessenen Durchmesser errechnen. Beim Zylinder ist das nicht möglich, und es war daher eine Nachmessung notwendig, wie weit die Eindruckkante von der ursprünglichen Oberfläche nach oben oder unten abgewandert war.

In Abb. 41 sind für den Zylinder die gemessenen Werte neben den Sollwerten für die untersuchten Werkstoffe eingetragen. Man sieht, daß der Unterschied beider Werte zunächst mit der Tiefe ansteigt und dann annähernd konstant bleibt. Die Eindrucktiefe hat also, abgesehen vom Beginn des Eindruckvorgangs, keinen Einfluß auf die Abweichungen der gemessenen von der Solltiefe. Da bei Zylindern verschiedenen Durchmessers

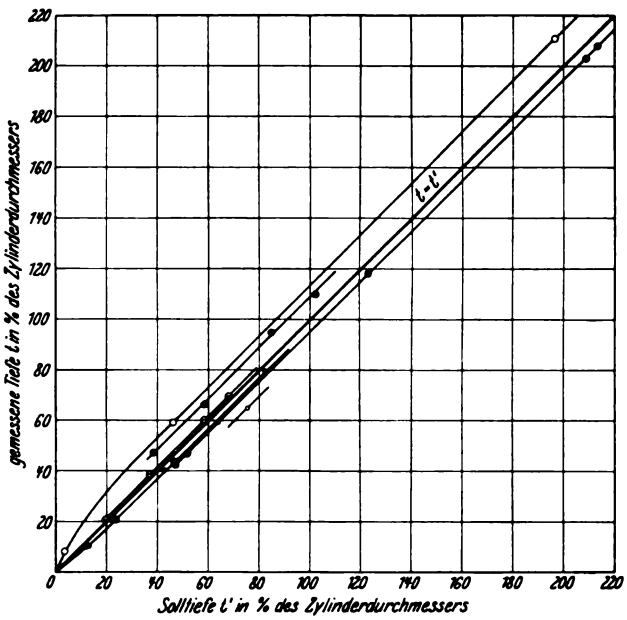


Abb. 41. Abweichungen der gemessenen Eindrucktiefe von der Solltiefe beim Zylindereindruck.
Werkstoffe: ● = Duralumin; ○ = Kupfer A; ◎ = „ C; ◎ = Messing. ● = Eisen B. ◉ = Zinn. ⊖ = Eisen A.

($d = 2{,}95$ und 5 mm) die gemessenen Werte t/d auf derselben Geraden liegen, so geht daraus hervor, daß die genannten Abweichungen, wie zu erwarten ist, proportional dem Durchmesser sind.

Nun sind die gemessenen Tiefen bei einigen Werkstoffen größer, bei anderen kleiner als die Solltiefe. Diese Tatsache ergibt sich aus der schematischen Darstellung in Abb. 42 a, b, c. Ist die gemessene Tiefe zu klein, so ist die Oberfläche der Probe mit dem abgeflossenen Material in die Höhe gehoben worden (*a*). Die Fälle *b* und *c* mit einer zu großen gemessenen Tiefe entsprechen dann einer Herabsenkung der Oberfläche am Eindruckkreis. In diesem Falle, der bei sehr verfestigungsfähigen Werkstoffen auftritt, muß sich das verdrängte Material in weiterer Entfernung vom Eindruckkreis einen Ausweg

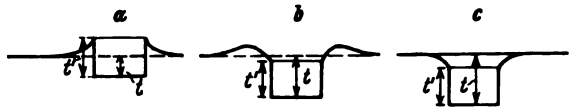


Abb. 42. Schematische Darstellung der Oberflächengestaltung bei Zylindereindrücken.

verschaffen. Abb. 43 bringt Schnitte durch einige in Abb. 41 behandelte Proben, an denen der Mechanismus des Abfließens kontrolliert werden kann.

Selbstverständlich kann der konstante Betrag der Abweichungen beider Tiefenwerte voneinander nicht sofort bei kleinsten Tiefen erreicht sein, sondern er bedarf eines gewissen Spielraumes zu seiner Ausbildung. Dies zeigt sich in Abb. 41 bei dem Meßwert von $t/d = 3{,}4\%$ für Kupfer C. Hierbei wurde durch Messungen fest-

---

auch eine erhebliche Angleichung an den abfallenden Verlauf der Härtekurve 0,1′, wie ihn die sämtlichen übrigen Werkstoffe zeigten. Dieser Abfall nach 40maliger Belastung gegenüber 20maliger betrug bei 61° = 2,5%, bei 45° = 8,5%, wohingegen derselbe beispielsweise bei Eisen B nur 1,7 bzw. 3% betrug (Abb. 32).

Digitized by Google

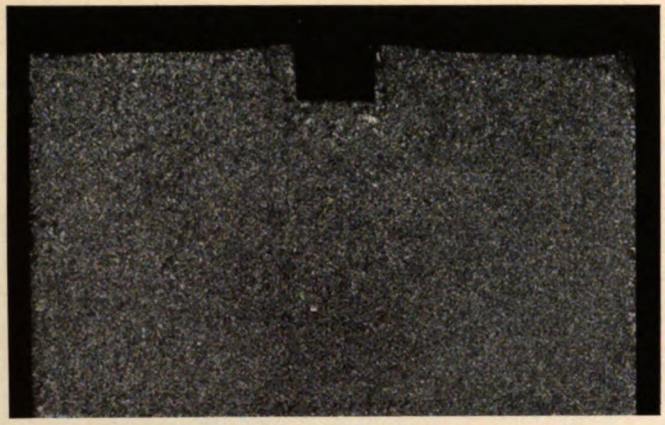


Abb. 43a. Kupfer A, $^1/_2$ st bei 850° geglüht. $v = 2$.

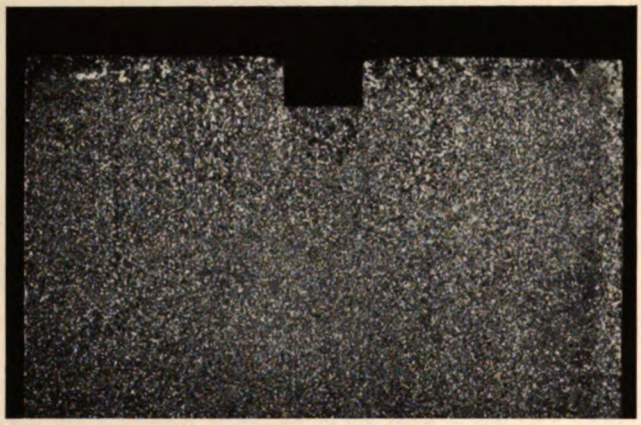


Abb. 43b. α-Messing, $^1/_2$ st bei 800° geglüht. $v = 2$.

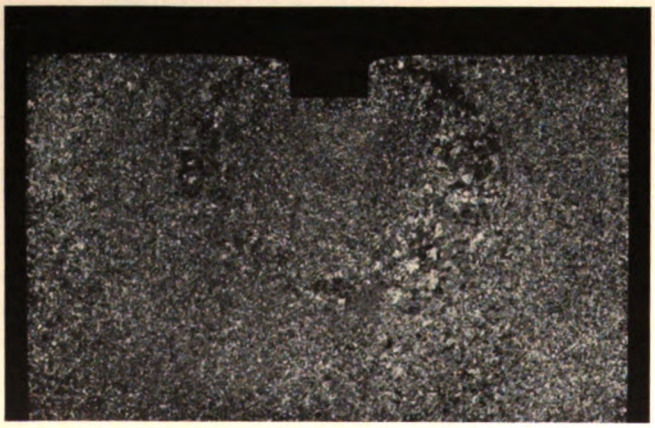


Abb. 43c. Kupfer C, $^1/_2$ st bei 850° geglüht. $v = 2$.

Abb. 43d. Eisen A, $^1/_2$ st bei 850° geglüht. $v = 2$.

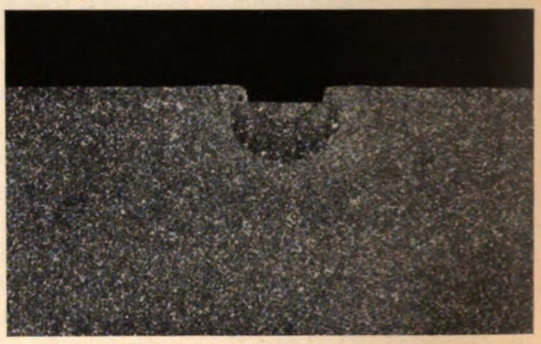


Abb. 43e Eisen A, $^1/_2$ st bei 850° geglüht. $v = 2$.

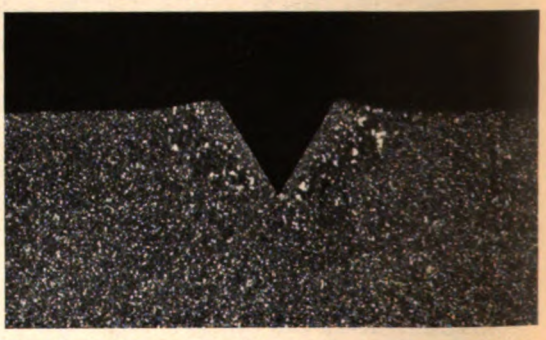


Abb. 43f. Eisen B, $^1/_2$ st bei 850° geglüht. Eindruckwinkel = 61°. $v = 4$.

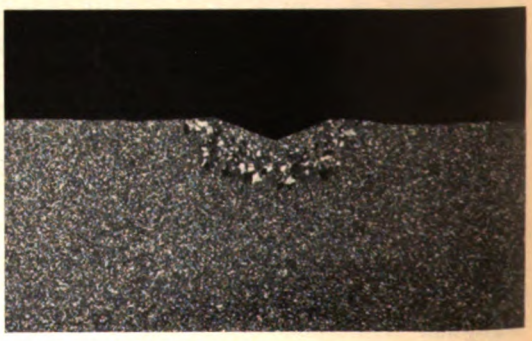


Abb. 43g. Eisen B, $^1/_2$ st bei 850° geglüht. Eindruckwinkel=137°. $v = 4$.

Abb. 43. Schnitte durch Probekörper, rekristallisiert und angeätzt.

gestellt, daß das Abfließen zunächst in der Form *b* (Abb. 42) vor sich ging, während bei größerer Tiefe die Form *c* erreicht wurde. Das Abfließen vollzieht sich also zu Beginn in unmittelbarer Nähe des Stempels.

In Abb. 44 sind die entsprechenden Vorgänge für verschiedene Kegel dargestellt. Da jedem Kegelwinkel ein konstanter Sollwert t'/d entspricht, bleibt dieser Wert mit der Zunahme des Eindruckdurchmessers unveränderlich. Die Sollwerte sind daher in der Abbildung gerade Linien. Die gemessenen Werte liegen bei den verschiedenen Stoffen mehr oder weniger darunter. Betrachtet man nur einen bestimmten Kegelwinkel und Werkstoff, so ist wieder zu erwarten, daß die Abweichungen der gemessenen von den Sollwerten bei Fortschreiten des Eindrucks konstant bleiben. Das ist auch fast durchweg der Fall; nur in wenigen Ausnahmen (z. B. Duralumin) zeigt sich besonders bei noch kleinen Eindrücken eine Zunahme des gemessenen Wertes t/d. Diese Veränder-

Digitized by Google

lichkeit von t/d bei Duralumin ist auf die Anwendung willkürlicher Belastungsreihen zurückzuführen. Hierbei entsprechen verhältnismäßig engen Stufen mit geringerer Härte größere Abweichungen. Im selben Sinne ergab auch der rauhe Kegel (Duralumin 45°) mit größerer Härte geringere Abweichungen. Beim Kegel tritt also nur der Fall *a* (Abb. 42) in Erscheinung, was wegen der günstigen Abfließbedingungen verständlich erscheint. Daher ist auch der aufgeworfene Wulst um so größer, je spitzer der Kegelwinkel ist. Das sieht man in Abb. 45, unten, wo die Differenz zwischen dem Sollwert t'/d und dem gemessenen t/d, also $(t'-t)/d$ entnommen aus Abb. 44 bei $d = 3$ mm) über dem Kegelwinkel aufgetragen sind.

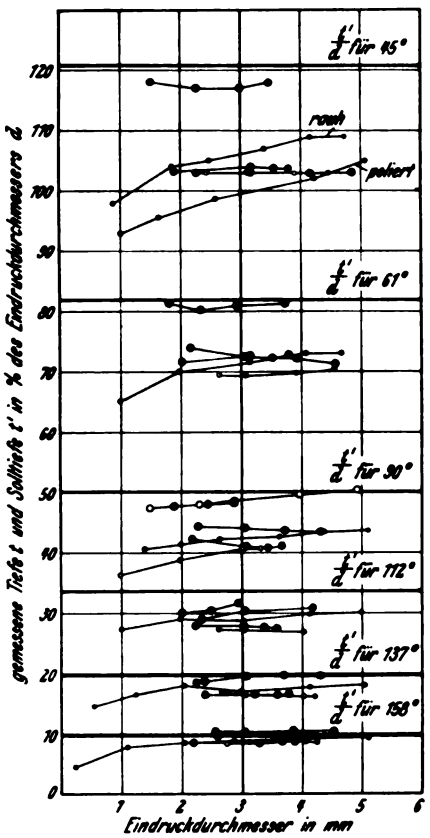


Abb. 44. Abweichungen der gemessenen Eindrucktiefe von der Solltiefe für verschiedene Kegelwinkel und Eindruckdurchmesser.
● = Duralumin; ○ = Kupfer C; ◉ = Eisen B.
○ = Kupfer A; ◎ = Messing; ◉ = Zinn.

Die Kugel hat eine wechselnd geneigte Oberfläche und müßte daher mit den Kegelvorgängen im Zusammenhang stehen. Aus Abb. 46, unten, können die berechneten Sollwerte t'/d für alle Eindruckdurchmesser einer Kugel vom Durchmesser 1 abgelesen werden. Ihnen sind die gemessenen Werte t/d verschiedener Werkstoffe gegenübergestellt. Hier nehmen nun die Abweichungen mit dem Eindruckdurchmesser zu. Und zwar werden in unmittelbare Übereinstimmung mit dem Kegel die Abweichungen um so größer, je steiler die Wandungen werden. Dieses Größerwerden betrifft nicht nur die unter der Sollkurve liegenden, sondern auch die über derselben verlaufenden Werte, also sowohl den Vorgang *a* als auch *c* in Abb. 42. Es können sich aber auch beide angedeuteten Vorgänge (*a* und *c*) überdecken, wobei dann gewöhnlich einer überwiegt, so daß sich eine eindeutige Einwirkung in der einen oder anderen Richtung einstellt.

Dies sei in den Abb. 45 und 46 oben noch besonders dargestellt. Um hier den Einfluß der Oberflächenneigung auszuschalten, sind die Abweichungen auf die Einheit

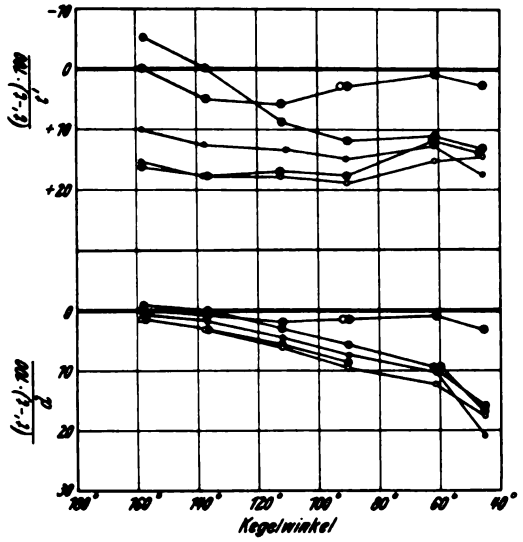


Abb. 45. Abweichungen der gemessenen Eindrucktiefe *t* von der Solltiefe *t'* beim Eindruckdurchmesser $d = 3$ mm für verschiedene Kegelwinkel.
● = Duralumin; ○ = Kupfer C; ◉ = Eisen B.
○ = Kupfer A; ◎ = Messing; ◉ = Zinn.

der Neigung bezogen, indem durch den Sollwert t'/d dividiert wurde. Aufgetragen sind also auf der Ordinate die Werte $\frac{t'-t}{d} : \frac{t'}{d} = \frac{t'-t}{t'}$. Aus den Abbildungen sind also die Tiefenabweichungen in Prozent der Solltiefe unmittelbar zu entnehmen. Diese verlaufen sowohl bei

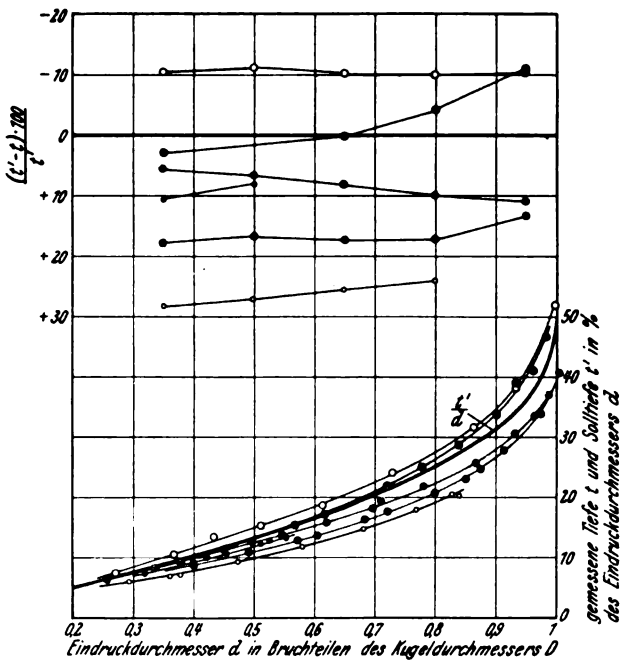


Abb. 46. Abweichungen der gemessenen Eindrucktiefe von der Solltiefe beim Kugeleindruck.
● = Duralumin; ○ = Kupfer C; ◉ = Eisen B.
○ = Kupfer A; ◎ = Messing; ◉ = Zinn.

den Kegeln als auch bei der Kugel mit dem Kegelwinkel bzw. der Eindrucktiefe meist etwa konstant. Nur wenn die beiden sich überdeckenden Vorgänge zu verschiedenen Zeiten wirksam werden, ist das wie bei Zinn in Abb. 45 und Messing in Abb. 46 nicht der Fall.

Digitized by Google

Beim Zylinder nehmen mit zunehmender Eindrucktiefe die in Prozent der Solltiefe ausgedrückten Tiefenabweichungen ab, was ja aus Abb. 41 unmittelbar hervorgeht.

Wichtig ist, daß die Tiefenabweichungen sehr vom Werkstoff abhängen und in ungünstigen Fällen bei Kugel und Kegel durch das Herausquellen des Materials an der Oberfläche die gemessene Tiefe um 30 bzw. 20% zu klein ausfallen kann. Hierbei ist zu bemerken, daß bei einer seitlich begrenzten Probenform, wie sie hier benutzt wurde, dies Herausquellen an der Oberfläche gegenüber dem praktischen Fall eher noch eingeschränkt gewesen sein mag, weil sich das verdrängte Material auch etwas nach den Seitenflächen der Probe einen Ausweg verschaffen kann. Dies trat besonders beim Zylindereindruck ein, weil erstens die Eindruckfläche verhältnismäßig groß und zweitens der Druck nur nach unten ausgeübt wird. Infolgedessen trat eine Einsenkung der Oberfläche ein und die Tiefe wurde bei sehr kleinen Eindrucktiefen diesmal um etwa 50% größer gemessen als die Solltiefe.

Wir haben uns damit begnügt, diese Versuche der Vollständigkeit halber durchzuführen und haben sie, wie schon bemerkt, bei der Entwicklung der Kugel und Zylinderkurven der Einfachheit halber nicht berücksichtigt. Es kam uns bei der Härteanalyse mehr auf die qualitativen Erscheinungen als auf quantitative Genauigkeit an. Die Bereiche der Untersuchungen waren viel zu groß, als daß eine mehr oder weniger starke Verschiebung des Verlaufs einiger Kurven das Gesamtbild hätte grundsätzlich stören können.

8. Abfließen und Verfestigung.

a) Voreindrücke.

Wir fragen uns nun, ob und wieweit die Besonderheiten des Abfließens von Einfluß auf den Eindruckwiderstand sind. Um hierauf eine Antwort zu erhalten, wurden zunächst einige Proben mit Zylindereindrücken verschiedener Tiefe versehen und danach ausgeglüht.

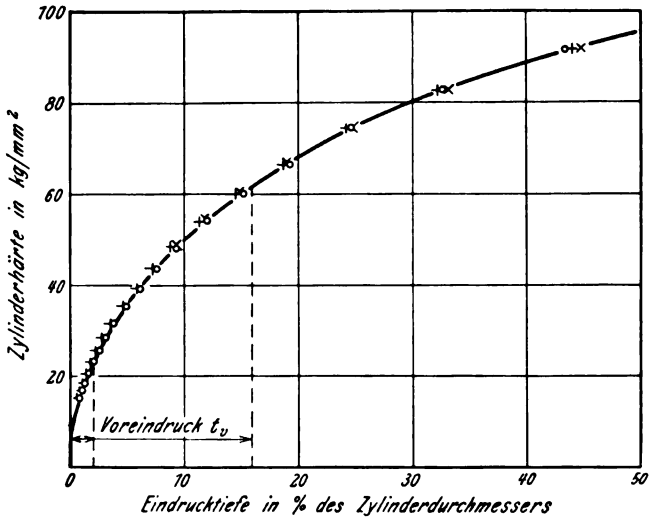


Abb. 47. Verlauf der Härte mit und ohne Voreindruck beim Zylinder. Geprüft im ausgeglühten Zustand. Werkstoff: Kupfer C. Zylinderdurchmesser = 5 mm.
o nicht vorgedrückt,
× = 0,105 mm voreingedrückt = 2% von d,
+ = 0,810 „ „ = 16% „ „

Beim Weiterdrücken solcher Proben sind die Abfließbedingungen erheblich geändert, da der Stempel jetzt ein unverfestigtes Material unter anderen Gestaltsbedingungen trifft. Als Beispiel finden sich in Abb. 47 drei Kurven von Zylindereindrücken in Kupfer, nachdem bei zwei Proben ein Voreindruck von $t/d = 2\%$ bzw. $= 16\%$ vorangegangen war, während die dritte Probe nicht vorgedrückt wurde. Alle drei ursprünglich harten Proben wurden bei 470° geglüht, bevor die endgültigen Härtekurven aufgenommen wurden.

Es stellt sich nun heraus, daß alle drei Kurven zusammenfallen. Hieraus können wichtige Schlüsse gezogen werden. Das Abfließen, welches bei den schon vorgedrückten Proben größere Wege zurückzulegen hat, ist danach gänzlich ohne Einfluß. Offenbar wirkt als Widerstand nur die Verfestigung. Für das Abfließen ist es indessen gleichgültig, in welcher Entfernung von der Oberfläche dasselbe einsetzen muß. Es bildet sich ein plastiziertes und daher verfestigtes Kissen, welches nach Sachs[6] eine annähernd kugelige Gestalt annimmt (Abb. 43). Dieses verfestigte Kissen dehnt sich mit fortschreitender Eindrucktiefe sowohl hinsichtlich seines Umfanges als auch des Verfestigungsgrades weiter aus und erhöht den spezifischen Widerstand gegenüber dem Eindruckstempel. Die Zylinderhärtekurven steigen daher mit zunehmender Eindrucktiefe mehr und mehr an. Der Anstieg wird jedoch immer langsamer und schließlich verlaufen die Kurven nahezu horizontal.

Wie beim Zylinder wird man bei zunehmender Eindrucktiefe natürlich auch beim Kegel eine Zunahme des Umfangs und der Verfestigung des plastizierten Kissens annehmen müssen. Der Unterschied liegt nur darin, daß beim Kegel nach dem Ähnlichkeitsgesetz die Zunahme des Widerstandes und der Eindruckfläche sich das Gleichgewicht halten, so daß die Härte konstant bleibt.

Dies ist aber dann nicht der Fall, wenn man, wie wir es mit dem Zylinder taten, eine voreingedrückte und danach ausgeglühte Probe weiterdrückt. Durch die von vornherein große Flächenauflage des Kegels ist jetzt das Ähnlichkeitsgesetz zwischen Widerstand und Größe der Eindruckfläche gestört, und es muß erst die Verfestigung nachgeholt werden, ehe die Härte wieder konstant wird. Die Härtekurven steigen also zunächst an, um nachher in die Kurve der nicht vorgedrückten (in gleicher Weise geglühten) Probe einzumünden. Dies geschah etwa bei einer Tiefe, die gleich der Tiefe t_v des Voreindrucks ist (Abb. 48). Wir entnehmen daraus, daß das Verfestigungsmaß, welches dem vorgedrückten und geglühten Probekörper fehlt, durch die Tiefe t_v gekennzeichnet ist derart, daß es in diesem Falle trotz anderer Abfließbedingungen bei gleicher Tiefe $t_1 = t_v$ eingeholt werden kann.

Auch beim Kugelhärteversuch ergab sich nach Abb. 49, daß bei einem Voreindruck von der Tiefe t_v die Kugel nach dem Ausglühen der Probe um etwa die gleiche Tiefe weitergedrückt werden mußte, damit die Härtekurve in die normale Kurve (ohne Voreindruck) einmündet.

b) Kombinationseindrücke.

Um unsere Erkenntnis noch etwas weiter zu vertiefen, haben wir dann einige Versuche mit besonders

Digitized by Google

gestalteten Stempelformen durchgeführt, welche als Kombinationen von Kegel und Zylinder angesehen werden können.

Nach den Versuchen mit zwischengeglühten Körpern könnte man annehmen, daß auch ein abgestumpfter Kegel die regelrechte Kegelhärte erreicht und beibehält, sobald das verfestigte Kissen etwa denselben Widerstand ergibt, als ihn die fehlende Spitze erzeugt haben würde. Das ist nach Abb. 50 auch tatsächlich der Fall, in welcher die Kurve des abgestumpften Kegels die Härte des Vollkegels erreicht und beibehält.

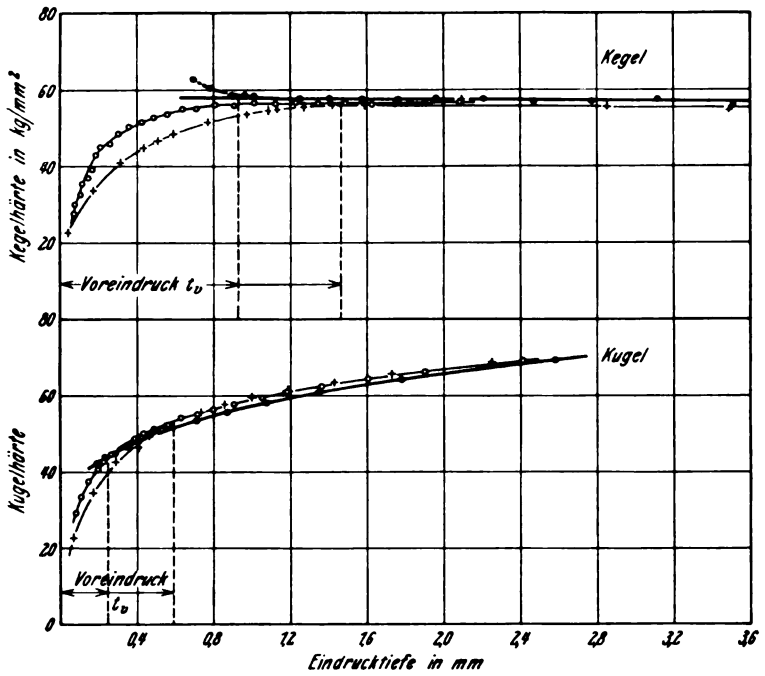


Abb. 48 und 49. Verlauf der Härte mit und ohne Voreindruck bei Kegel und Kugel. Geprüft im ausgeglühten Zustand. Werkstoff: Kupfer C.
● nicht vorgedrückt,
o 0,93 (Kegel) bzw. 0,24 (Kugel) mm voreingedrückt,
+ 1,46 „ „ 0,59 „ „ „

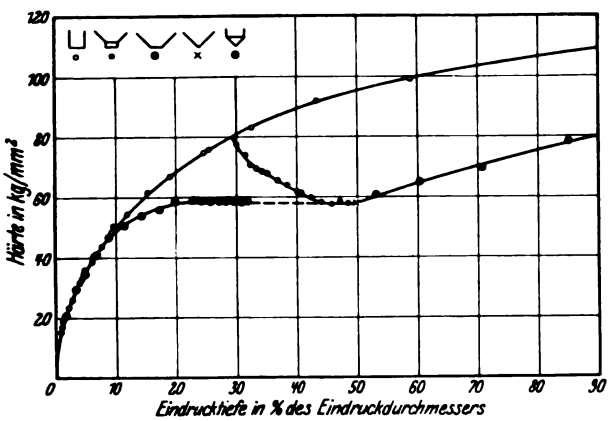


Abb. 50. Verlauf der Härte 0,1 mit zunehmender Eindrucktiefe bei Zylinder und Kegel sowie bei Kombinationen aus beiden. Werkstoff: Kupfer C.

Dieses Beispiel besagt also, daß der Widerstand des Werkstoffs gegenüber dem Eindringen eines harten Körpers nur von der Verfestigung abhängig ist und nicht von den Abfließbedingungen, die ja beim abgestumpften und beim Vollkegel verschieden sind. Selbstverständlich kann im Widerstand stets ein Reibungsanteil mitenthalten sein, der bei einem bestimmten Eindruckkörper zum Widerstand in linearer Beziehung steht und die entwickelten Gesetzmäßigkeiten daher nicht stört.

Bestätigt wird die Regel auch dadurch, daß ein abgestumpfter Kegel, der an seinem verjüngten Ende in einem Zylinder endigt, nach Abb. 50 eine Härtekurve erzeugt, die von der Zylinder- in die Kegelkurve herabsinkt. Und umgekehrt verläuft die Kurve eines Zylinders, der in eine Kegelspitze ausmündet, von der Kegelhärte nach der Zylinderhärte zu. Das Zusammentreffen dieser beiden Kurven ist bei den hier erreichten Tiefen zwar noch nicht eingetreten und müßte nach den bisherigen Erfahrungen mit dem Zylinder erst bei unendlicher Tiefe erfolgen.

Von den kombinierten Eindruckkörpern spielt der abgestumpfte Kegel eine bevorzugte praktische Rolle, weil bei den modernen Härteprüfapparaten (Rockwell) mit einem stumpfen Diamantkegel gearbeitet wird. Es wurden daher nach Abb. 51 auch noch andere Werkstoffe mit dem abgestumpften Kegel eingedrückt, und zwar nicht nur nach Reihe 0,1, sondern auch mit wiederholten einmaligen Eindrücken in verschiedene Probekörper. Die Eindrucktiefen wurden diesmal in Vielfachem der Höhe der fehlenden Kegelspitze aufgetragen, um die Wirkung der Abstumpfung anschaulich zu gestalten. Nebenbei wurde zum Vergleich die Linie konstanter Härte des normalen Kegels aufgetragen. Es zeigt sich übereinstimmend für alle untersuchten Stoffe folgendes: Die Härtekurve erreicht nach einiger Zeit die normale Kegelhärte, steigt aber in keinem Falle über dieselbe hinaus. Bei einmaligem Eindrücken ist eine größere Eindrucktiefe (bis zur 2,4fachen Höhe der fehlenden Spitze) erforderlich als bei der Reihe 0,1. Nach Erreichen der normalen Härte fallen die Härtewerte meist wieder ab. Dies ist aber wohl als Störung zu werten, weil der Eindruckstempel im Vergleich zum Probekörper verhältnismäßig groß war. Beispielsweise betrug bei den tiefsten Eindrücken der Eindruckdurchmesser $^1/_4$ des Probendurchmessers. Man darf also annehmen, daß bei verhältnismäßig großen, der Prüfpraxis angepaßten Probekörpern die Härte konstant verlaufen wird. Da diese Frage uns zu weit von unserem Ziel entfernt, haben wir sie nicht weiter verfolgt, sondern uns mit dem erhaltenen Hinweis zufrieden gegeben.

Zusammenfassend können wir sowohl den Versuchen mit Voreindrücken als auch mit kombinierten Eindrücken entnehmen, daß der Eindruckwiderstand von der Verfestigung abhängt, dagegen das Fließen und die Wege, die das Fließen zurücklegen muß, von sekundärer Bedeutung sind. Die Abmessungen spielen aber insofern eine Rolle, als der Widerstand naturgemäß dann abnimmt, wenn das verfestigte Kissen keine genügende Ausbreitungsmöglichkeit hat. Ein Beispiel hierfür gibt die Kupferprobe in Abb. 23, in welcher bei wechselndem Verhältnis Probendurchmesser/Eindruckdurchmesser=13

Digitized by Google

und 5, die Zylinderhärten sich wie 138 zu 132 kg/mm² verhielten.

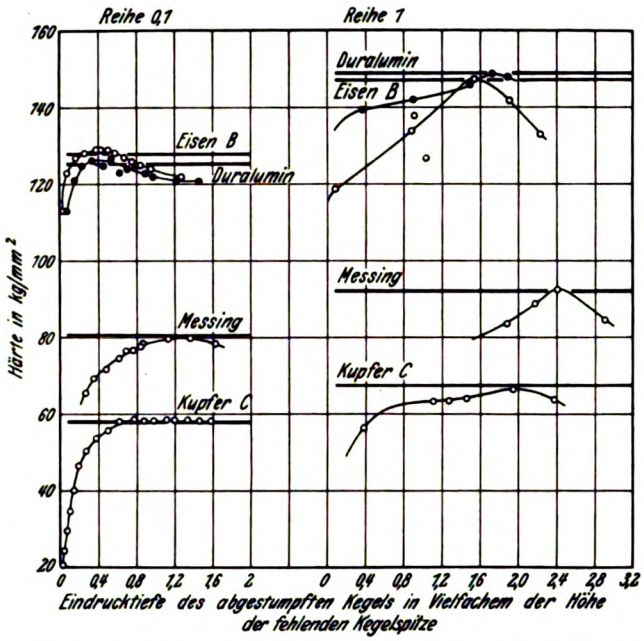


Abb. 51. Verlauf der Härte 0,1 und 1 des abgestumpften Kegels mit zunehmender Eindrucktiefe im Vergleich zu derjenigen des normalen Kegels.

●— } = abgestumpfter Kegel, ——— = normaler Kegel.
○— }

Bis zu welchem Grade — abgesehen von der Ausdehnung des verfestigten Kissens — sich die Verfestigung zu steigern vermag, dafür fehlt vom experimentellen Standpunkt aus vorläufig noch jeder Anhalt, und erst die theoretischen Betrachtungen im zweiten Teil der Untersuchung geben einigermaßen einen Einblick in die Verhältnisse.

9. Potenzgesetz.

Es ist vielfach versucht worden, die Verfestigungskurven bei den verschiedenen Verformungsvorgängen in einfache mathematische Formen zu kleiden. Ein solches Verfahren wird zwar, solange es uns noch nicht gelungen ist, das innere Wesen der Verfestigungserscheinungen aufzudecken, keine weiteren Aufschlüsse geben können. Aber der Ersatz eines empirischen Versuchsmaterials durch eine einfache Formel hat einmal den Vorteil, daß es dadurch in eine viel handlichere Form gebracht wird und weitere Operationen zuläßt. Anderseits ergeben sich oft aus der Möglichkeit, rechnerische und graphische Zusammenhänge zu finden, wertvolle Hinweise, welche irgendwie in dem noch unerschlossenen Wesen der Vorgänge begründet sein müssen.

Eine häufig mit befriedigendem praktischem Erfolg angewandte Formel ist das Potenzgesetz, vorausgesetzt natürlich, daß dasselbe durch eine während des Versuchs veränderte Geometrie der äußeren Bedingungen nicht gestört und sich die Verformung in eindeutiger Art, also entweder nur elastisch oder nur plastisch vollzieht. So gilt beispielsweise das Potenzgesetz beim Zugversuch nur in einem beschränkten Gebiete jenseits der Streckgrenze bis kurz vor Erreichen der Höchstlast, während es im Gebiet der Streckgrenze von elastischen Einflüssen und im Gebiet der Höchstlast von der beginnenden Einschnürung erheblich gestört wird. Solche Einflüsse fallen beim Eindruckversuch fast gänzlich fort. Selbst der mit fortschreitender Eindrucktiefe veränderliche Eindruckkreis der Kugel bedeutet insofern keine Störung, da diese Veränderung in geometrischer Gesetzmäßigkeit im Sinne des Potenzgesetzes verläuft.

Erfahrungsgemäß setzt man für das Potenzgesetz die absolute Kraft und nicht die spezifische an, da letztere ja nach der bezogenen Fläche — Oberfläche oder Projektion des Eindrucks — willkürlich ist.

Für den Kugeleindruck ist das Potenzgesetz besonders von Meyer[10] in der Form:

$$P = c \cdot d^n$$

angewandt worden und seitdem Gegenstand eingehender Untersuchungen gewesen[3, 13, 14, 15, 16]. Auch für die vorliegenden Werkstoffe wurde es durch die bekannte logarithmische Darstellung in Abb. 52 bis zu größtmöglichen Eindrucktiefen praktisch bestätigt gefunden.

Beim Zylindereindruck sind wegen des konstanten Eindruckdurchmessers die geometrischen Bedingungen mit Fortschreiten des Eindrucks gleichbleibend. Es ist also zu erwarten, daß das Gesetz in der Form:

$$P = c \cdot t^n$$

Gültigkeit hat. Das bestätigt Abb. 53.

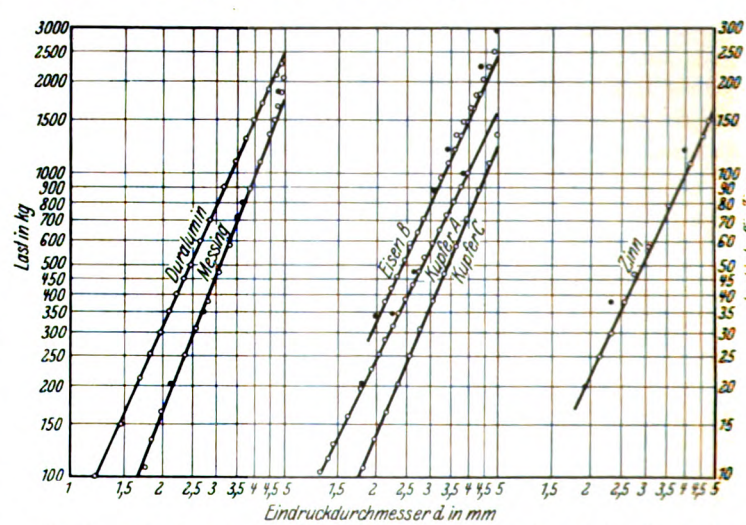


Abb. 52. Logarithmische Darstellung des Potenzgesetzes für den Kugeleindruck an verschiedenen Werkstoffen.

● = einmalige Eindrücke, ○ = Reihe 0,1.

[13] A. Kürth: Über die Beziehung der Kugeldruckhärte zur Streckgrenze und zur Zerreißfestigkeit zäher Metalle. Forsch.-Arb. Ing. H. 65/66, S. 63—104. 1909. — Eine Beziehung zwischen Härte, Streckgrenze und der inneren Energie zäher Metalle. Z. V. d. I. Bd. 52, S. 1560—1566. 1908. — Die Kugeldruckhärte als Maß der Zerreißfestigkeit. Z. V. d. I. Bd. 52, S. 1608—1611. 1908.

[14] K. Honda und K. Takahashi: On the indentation hardness of metals. Science Rep. Tohoku Imp. Univ. Bd. 16, S. 357—382. 1927.

[15] K. Takahashi: On the relation between the pressure and the diameter of impression in hardness test. Science Rep. Tohoku Imp. Univ. Bd. 17, S. 843—856. 1928.

[16] S. Kokado: Hardness and hardness measurements. Techn. Rep. Tohoku Imp. Univ. Bd. 6, S. 201—260. 1927.

Digitized by Google

Störungen treten hin und wieder sowohl bei der Kugel als beim Zylinder auf. Solche haben ihren Grund in anfänglichen elastischen Einflüssen[16] (vgl. Eisen B Abb. 53) oder auch bei tieferen Eindrücken in zu geringen Abmessungen der Probe (Kupfer C, Abb. 53). Auch der Reiheneinfluß ist von Einwirkung, indem der Übergang vom ersten zu den folgenden Eindrücken sich in Abb. 52 sichtbar auswirkt.

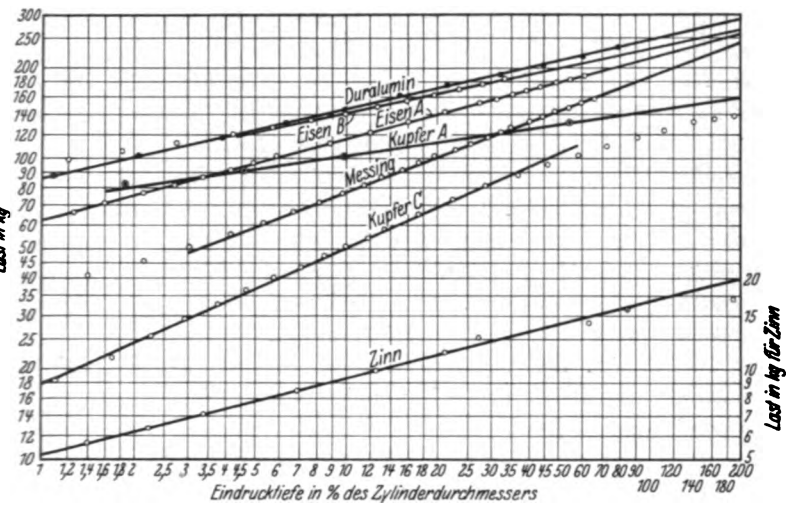


Abb. 53. Logarithmische Darstellung des Potenzgesetzes für den Zylindereindruck an verschiedenen Werkstoffen.

Kugel- und Zylinderformel unterscheiden sich dadurch, daß für die Kugel $n \geqq 2$, für den Zylinder $n < 1$ ist. Für den Zylinder kann dabei wegen des konstanten Eindruckdurchmessers für die Kraft P auch die Härte H eingesetzt werden.

Ist ganz allgemein:

$$P = c \cdot t^n,$$

so folgt:

$$\ln P = n \ln t + c_1,$$

$$\int \frac{dP}{P} = n \int \frac{dt}{t} + c_2,$$

$$\frac{dP}{P} = n \frac{dt}{t}.$$

Die allgemeine stoffliche Bedingung für die Gültigkeit des Potenzgesetzes ist also, daß die jeweilige spezifische Kraftzunahme proportional der jeweiligen spezifischen Zunahme an linearer Verformung ist.

Für die Gültigkeit des Potenzgesetzes beim Kegel ist der experimentelle Nachweis schon geführt worden. Als Ausdruck des Ähnlichkeitsgesetzes gilt ohne weiteres:

$$P = H \operatorname{tg}(2\alpha) \pi t^2.$$

Und da H konstant ist, folgt $n = 2$.

Im umgekehrten Sinne hat Meyer[10] an der Kugel dieselbe Betrachtung durchgeführt und bekommt eine konstante Härte, wenn $n = 2$ ist. Kürth[13] fand, daß dieser Fall dann eintrat, wenn er einen weitgehend verfestigten Werkstoff einem Härteeindruck unterwarf. Da aber beim Kegel der Wert $n = 2$ stets, also auch für unverfestigte Werkstoffe gilt, bleibt nur die Schlußfolgerung übrig, daß die größtmögliche Verfestigung schon beim kleinsten Kegeleindruck erreicht wird. Das kommt ja in der unveränderlichen Härtezahl des Kegels zum Ausdruck.

Aus dieser Betrachtung folgt, daß der Exponent n beim Kegel keinen stofflichen Aufschluß über die Verfestigungsfähigkeit gibt, wohingegen er beim Zylinder rein stofflicher Natur ist. Die Kugel fügt sich in dieser Hinsicht wieder zwischen Zylinder und Kegel ein. Wir erhalten, wie nachgewiesen wurde, auch beim Kegel dann eine charakteristische Stoffkurve, wenn wir die Härtewerte bei wechselnden Kegelwinkeln über den entsprechenden Werten t/d auftragen. Diese Kurve verläuft aber nicht nach dem Potenzgesetz, da die im entgegengesetzten Sinne zur Verfestigung wirkende Keilwirkung hinzutritt.

Wir ziehen hieraus nun die Folgerung, daß bei fortschreitenden Eindrücken lediglich die Zylinderhärtekurve ein klares charakteristisches Bild für den Verformungsvorgang abgibt, weshalb wir in der folgenden theoretischen Behandlung den Zylindereindruck als Grundlage betrachten und die anderen Eindruckformen auf ihn zurückzuführen versuchen werden.

B. Theoretischer (synthetischer) Teil.

Im experimentellen Teil dieser Untersuchung ist es uns gelungen, die Beziehungen zwischen der in gewöhnlicher Weise durch einen einmaligen Eindruck zu bestimmenden Kegelhärte (bzw. Kugelhärte) und dem Eindruckwiderstand eines stehenden Zylinders aufzudecken. Es ergaben sich folgende grundlegenden Zusammenhänge:

Bei einem einmaligen Kegeleindruck ist der Widerstand durch Reibungskräfte erhöht, und zwar in um so stärkerem Maße, je stärker geneigt die Oberfläche des Eindruckkörpers zur Oberfläche des Probekörpers ist. Durch wiederholte Eindrücke mit langsam steigenden Lasten an der gleichen Stelle wird die Reibung jedoch größtenteils eliminiert.

Die so von der Reibung befreite „wahre" Eindruckhärte eines Kegels steht in einer einfachen Beziehung zum Eindruckwiderstand eines verhältnisgleich tief (gleich tief im Verhältnis zur Eindruckbreite) eingedrungenen Zylinders. Für sehr flache Kegel ist die Härte für alle Stoffe rund 0,75 dieser Zylinderhärte. Daß die Kegelhärte kleiner ist als die Zylinderhärte, hängt offenbar damit zusammen, daß ein Kegel bei verhältnisgleicher Eindrucktiefe diese im Gegensatz zum Zylinder nur in der Mitte erreicht. Mit Abnahme des Kegelwinkels wird die wahre Kegelhärte immer kleiner im Verhältnis zur Zylinderhärte. Für den unendlich spitzen Kegel strebt die wahre Kegelhärte dem Wert 0 zu. Die Ursache hierfür ist eine Keilwirkung des Kegels, die bekanntlich um so stärker ausfällt, je spitzer ein Keil ist.

Da die Kurve des Eindruckwiderstandes für den Zylinder eine Verfestigungskurve für den betreffenden Werkstoff darstellt, gilt dies somit auch für die Kurve der wahren Kegelhärten in Abhängigkeit vom Kegelwinkel, wobei jedoch die veränderliche Keilwirkung die besondere Form dieser Kurve mit bedingt.

Digitized by Google

Es soll nunmehr daran gegangen werden, die experimentell durchgeführte Zergliederung des Härtebegriffs und die empirisch gefundenen Beziehungen der Einzelbestandteile zueinander theoretisch zu beleuchten und rückläufig eine Synthese der Härte aus der Fließkurve durchzuführen.

Eine solche theoretische Behandlung eines Plastizitätsproblems läuft letzten Endes stets darauf hinaus, die Spannungsverhältnisse bei einem verwickelten Vorgang auf eine einfache Materialkennziffer oder wenigstens auf die einfachste und durchsichtigste Beanspruchung zurückzuführen. Bei verfestigungsfähigen Werkstoffen kommt man mit einer einzigen Kennziffer nicht aus; man versucht daher, von der Grundlage eines geläufigen Versuchs, beispielsweise des Zug- oder Stauchversuches aus das in Angriff genommene Problem aufzubauen.

Für den vorliegenden Fall ist der Gang eines solchen Aufbaus durch die experimentelle Analyse klargelegt worden. Falls die Aufgabe in vollem Umfange gelöst werden soll, wäre der Zusammenhang etwa in folgenden Stufen zu entwickeln:

1. Der Eindruckwiderstand gegenüber einem Zylinderstempel ist aus der Fließkurve eines Stauchversuches abzuleiten.

2. Der grundsätzliche Unterschied zwischen der wahren Härte des unendlich stumpfen Kegels und der Zylinderhärte ist aufzudecken.

3. Der Anteil der Keilwirkung bei spitzen Kegeln gegenüber den unendlich stumpfen ist aus der horizontalen Komponente der Eindruckkraft zu berechnen.

4. Der Unterschied zwischen den Widerständen bei einmaligen und bei oftmals wiederholten Eindrücken ist als Reibungseinfluß unter der Annahme einer passenden Reibungszahl nachzuweisen.

Die Durchführung dieser Rechnungen in voller Übereinstimmung mit dem Experiment bedeutet die Synthese des Härteproblems überhaupt. Sie kann jedoch bei dem heutigen, noch unvollkommenen Stand der mathematischen Erkenntnis von Fließvorgängen nicht restlos verlangt werden. Wir müssen uns vielmehr vorläufig mit einigen überschläglichen und teilweise rechnerisch verfolgten Ansätzen begnügen, um wenigstens eine Vorstellung darüber zu gewinnen, ob es überhaupt aussichtsreich ist, dem Problem auf diesem Wege beizukommen.

1. Zylinderhärte und Stauchversuch.

Der erste Versuch zur Berechnung eines Eindruckwiderstandes aus den plastischen Kennziffern eines Stoffes (Streckgrenze), der die neuzeitliche Auffassung der Plastizitätsprobleme weitgehend befruchtet hat, stammt von Prandtl[4]. Er nimmt für den ebenen Fall (Schneide) eine bestimmte Aufteilung des gedrückten Körpers in plastische und elastische Gebiete vor, und berechnet für dieses „plastische Gleichgewicht" den Widerstand eines in einem Körper eindringenden starren prismatischen Stempels. Von Hencky[6] und Prandtl ist dann auch die Rechnung für den rotationssymmetrischen Fall (stehender Zylinder, Kugel, Kegel) erweitert worden. Von Nadai[5] sind Versuche zur Prüfung der ebenen Theorie von Prandtl an Flußeisenkörpern durchgeführt worden. Die Form von Fließfiguren und die ihr Erscheinen hervorrufenden Kräfte wurden als Bestätigung der Theorie von Prandtl gedeutet. Sachs[7] gelangt dagegen in seinen Versuchen nicht zur Einstellung eines plastischen Gleichgewichts und lehnt die Fließfiguren als Kriterium ab. Er entwickelt vielmehr einen plastischen Mechanismus auf elastizitätstheoretischer Grundlage. Die Gültigkeit dieser Anschauung wird durch eine auf Veranlassung von Nadai zur Klärung des Widerspruchs durchgeführte Untersuchung von Mesmer[8] erwiesen.

Die Berechnung des Eindruckwiderstandes aus der Stauchkurve des gedrückten Stoffes ist von Sachs[7] für das Eindringen eines prismatischen Stempels (ebenes Problem) durchgeführt worden. Die Annahmen, von denen er ausgegangen ist, sind folgende:

1. Der Stempeldruck verteilt sich gleichmäßig auf die Druckfläche. Diese Annahme ist sicher nicht erfüllt. An den Kanten muß der Druck sehr hoch sein, da sonst ein Knick in der Begrenzungsfläche des Probekörpers nicht entstehen kann. Der Einfluß dieser Vernachlässigung wird später noch zu erörtern sein.

2. Der Spannungszustand im Innern der plastisch gedrückten Probe ist qualitativ der gleiche wie im Falle eines rein elastischen Verhaltens des Probekörpers. Auch dies wird natürlich nicht streng zutreffen. Die spannungsoptischen Untersuchungen von Mesmer an durchsichtigen Stoffen (Zelluloid) lassen jedoch auch nach erheblichen bleibenden Eindrücken diese Annahme durchaus als zulässig erscheinen. Der Spannungszustand wandert danach mit fortschreitendem Eindruck fast unverändert mit dem Stempel in den Probekörper hinein.

3. Die aus der mittleren Druckbelastung errechneten Schubspannungen in der Achse des Systems rufen bleibende Verformungen von der gleichen Größe hervor wie dieselben Schubspannungen (bzw. nach neueren Anschauungen die gleiche Gestaltänderungsenergie) beim Stauchversuch. Diese Annahme ist insofern unvollkommen, als lediglich die axiale Faser ins Auge gefaßt wird. Die Wechselwirkung mit der Umgebung infolge der notwendigen Anpassung der Verformungen an die Grenzfläche des Eindruckkörpers läßt sich jedoch zunächst nicht erfassen.

Wir wollen nun auch versuchen, auf dem gleichen Wege den Eindruckwiderstand eines stehenden Zylinders (rotationssymetrisches Problem) aus der Stauchkurve des gedrückten Körpers zu berechnen.

a) Spannungszustand im eingedrückten Körper.

Wir nehmen dazu in erster Näherung an, daß die wirkliche Druckverteilung ersetzt werden kann durch eine gleichmäßige Belastung auf der kreisförmigen Druckfläche. Die Berechnung des Spannungszustandes in der Achse gestaltet sich dann wie folgt:

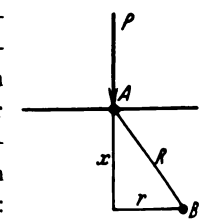


Abb. 54.

Eine senkrecht zur Oberfläche eines unendlich ausgedehnten, eben begrenzten Körpers im Punkte A wirkende Einzellast P ruft in einem in größerer Entfernung gelegenen Punkt B mit den aus Abb. 54 ersichtlichen Koordinaten die Spannungen hervor*:

* Vgl. A. und L. Föppl: Drang und Zwang Bd. 2, S. 226ff. Berlin 1920.

Digitized by Google

$$\text{axial:}\quad \sigma_z = -\frac{3Px^3}{2\pi R^5}, \tag{1}$$

$$\text{radial:}\quad \sigma_r = \frac{P}{2\pi}\left(\frac{m-2}{m}\cdot\frac{1}{R(R+x)} - \frac{3xr^2}{R^5}\right), \tag{2}$$

$$\text{tangential:}\quad \sigma_t = \frac{P}{2\pi}\cdot\frac{m-2}{m}\left(\frac{x}{R^3} - \frac{1}{R(R+x)}\right). \tag{3}$$

Bei einer nach Abb. 55 über einer Kreisfläche vom Durchmesser $2a$ gleichmäßig verteilten Last beschränken wir uns nun nach unserer Annahme auf die in der Achse 0—0 liegenden Punkte. Und zwar läuft die Aufgabe nunmehr darauf hinaus, das Gesetz zu ermitteln, nach dem sich die für das Fließen maßgebende größte Schubspannung τ mit dem Abstande x von der Oberfläche ändert. Dazu berechnen wir zunächst die Normalspannungen in den Richtungen der polaren Koordinaten, die für ein Teilchen in der Achse gleichzeitig die Hauptspannungen sind.

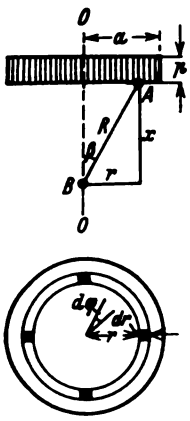


Abb. 55.

Die bei A in Abb. 55 in einem Flächenelement der Druckfläche $r\cdot d\varphi\cdot dr$ übertragene Druckkraft $p\cdot r\cdot d\varphi\cdot dr$ kann als Einzellast aufgefaßt werden. In bezug auf die Axialrichtung sind alle auf einem Kreis liegenden Punkte gleichberechtigt. Die Belastung über einem Kreisring:

$$dP = p\cdot 2r\pi\cdot dr$$

liefert daher nach Gleichung (1) mit:

$$R = (r^2 + x^2)^{1/2}$$

zur Axialspannung den Beitrag:

$$d\sigma_z = -3px^3\frac{r\cdot dr}{(r^2+x^2)^{5/2}}.$$

Über die ganze Kreisfläche integriert, ergibt sich mit $R_a = (x^2 + a^2)^{1/2}$:

$$\sigma_z = -3px^3\int_{r=0}^{r=a}\frac{r\cdot dr}{(r^2+x^2)^{5/2}},$$

$$\sigma_z = p\left[\frac{x^3}{R_a^3} - 1\right]. \tag{4}$$

Zur Ermittlung der Querspannungen können wir aus demselben Grunde wie zur Berechnung der Vertikalspannungen eine Ringfläche von der Breite dr betrachten. Jedes belastete Flächenelement $r\cdot d\varphi\cdot dr$ dieses Ringstreifens erzeugt im Punkt B Radial- und Tangentialspannungen, die sich nach Gleichung (2) und (3) für $ddP = p\cdot r\cdot d\varphi\cdot dr$ errechnen lassen. Nun werden aber für je vier belastete Flächenelemente, die an den Enden zweier senkrecht zueinander stehender Durchmesser liegen (Abb. 55), die Summen der Tangential- und Radialspannungen einander gleich. Sie können daher gemeinsam mit $dd\sigma_q$ bezeichnet und durch die doppelte Summe von Gleichung (2) und (3) ermittelt werden:

$$dd\sigma_q = \frac{2p\cdot d\varphi\cdot r\cdot dr}{2\pi}\left(\frac{m-2}{m}\cdot\frac{x}{R^3} - \frac{3xr^2}{R^5}\right).$$

Und für die gesamte Last über der Kreisringfläche ergibt sich einfach (durch Integration über φ von $\varphi = 0$ bis $\varphi = \frac{\pi}{2}$) mit $n = \frac{m-2}{m}$:

$$d\sigma_q = \frac{p}{2}dr\left[\frac{n\cdot r\cdot x}{(r^2+x^2)^{3/2}} - \frac{3xr^3}{(r^2+x^2)^{5/2}}\right].$$

Und die allseitig gleiche Querspannung σ_q im Punkte B infolge der belasteten Kreisfläche ist dann:

$$\sigma_q = \frac{p}{2}xn\int_{r=0}^{r=a}\frac{r\cdot dr}{(r^2+x^2)^{3/2}} - \frac{p}{2}x\int_{r=0}^{r=a}\frac{3r^3\,dr}{(r^2+x^2)^{5/2}},$$

$$\sigma_q = \frac{p}{2}\left[\frac{m+2}{m}\left(\frac{x}{R} - 1\right) + \frac{xa^2}{R_a^3}\right]. \tag{5}$$

Die gesuchte größte Schubspannung τ_{max} ergibt sich weiterhin, da σ_x und σ_q in unserem Falle die Hauptspannungen sind, zu:

$$\tau_{max} = \frac{\sigma_x - \sigma_q}{2}.$$

Durch Einsetzen von Gleichung (4) und (5) erhält man schließlich mit:

$$\frac{a}{R} = \sin\beta, \qquad \frac{x}{R} = \cos\beta$$

für τ_{max}, wenn das Vorzeichen unberücksichtigt bleibt:

$$\frac{\tau_{max}}{p/2} = \left[1 - \cos^3\beta + \frac{\cos\beta\cdot\sin^2\beta}{2} - \frac{m+2}{2m}(1-\cos\beta)\right]. \tag{6}$$

Nunmehr ist die größte Schubspannung an jeder Stelle der Achse 0 — 0, Abb. 55, errechenbar. In Gleichung (6) kommt jedoch noch die vom Stoffe abhängige Querdehnungszahl m vor. Da wir uns nun mit dem Übergang vom elastischen zum plastischen Zustande beschäftigen, errechnen wir Gleichung (6) einmal für den elastischen Grenzfall, wo wir der Einfachheit halber für alle Stoffe $m = 3$ setzen, und das andere Mal für den plastischen Grenzfall, wo $m = 2$ wird. Die errechneten Werte sind in Abb. 56 in Abhängigkeit einer neuen Unabhängigen:

$$\xi = \frac{x}{a}$$

aufgetragen.

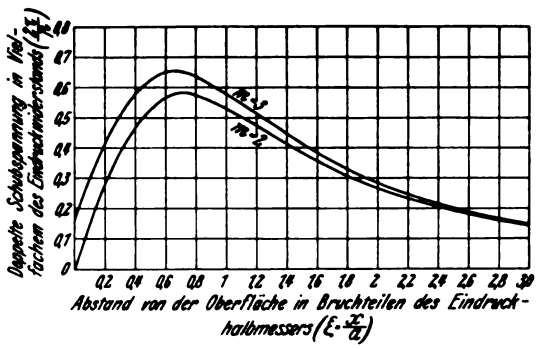


Abb. 56. Verlauf der Schubspannungen in der Systemachse mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche.

b) Berechnung der Eindruckkurven.

Wir nehmen nunmehr an, daß die durch Gleichung (6) bei einer bestimmten Belastung p gegebene Schubspannung τ_{max} an einer Stelle x das Körperelement von der Höhe dx (Abb. 57) um den gleichen Betrag ε staucht, wie die gleiche Schubspannung bei einem Stauchversuch.

Digitized by Google

Hierzu werden also noch die Stauchkurven der untersuchten Stoffe benötigt. Diese wurden aus je zwei Körpern von 2 bis $2^1/_2$facher Höhe des Durchmessers bestimmt. Um die Auflagerreibung möglichst zu verringern, wurden die Auflagerflächen auch nach jeder klein gehaltenen Belastungsstufe eingeölt. Daß die Reibung dann sehr gering war, geht daraus hervor, daß die Druckkörper über einen großen Bereich ihrer Höhe nahezu zylindrisch blieben.

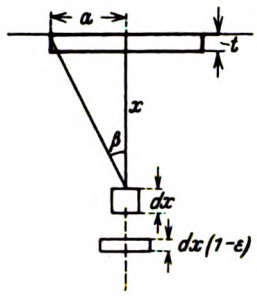


Abb. 57.

In der Abb. 58 sind die Stauchkurven für die verschiedenen Stoffe eingetragen. Aus der Druckspannung σ_d errechnet sich die größte Schubspannung bekanntlich einfach zu:

$$\tau_{max} = \frac{\sigma_d}{2}.$$

Wir gehen nun so vor, daß wir für eine bestimmte Belastung p die Schubspannungen aus Abb. 56 abgreifen und dazu aus der Stauchkurve den Stauchbetrag ε entnehmen. Die Tiefe beim Eindruckversuch wird dann einfach als Summe aller dieser Stauchungen in der Achse angesetzt:

$$t = \int_{x=0}^{x=\infty} \varepsilon \, dx .$$

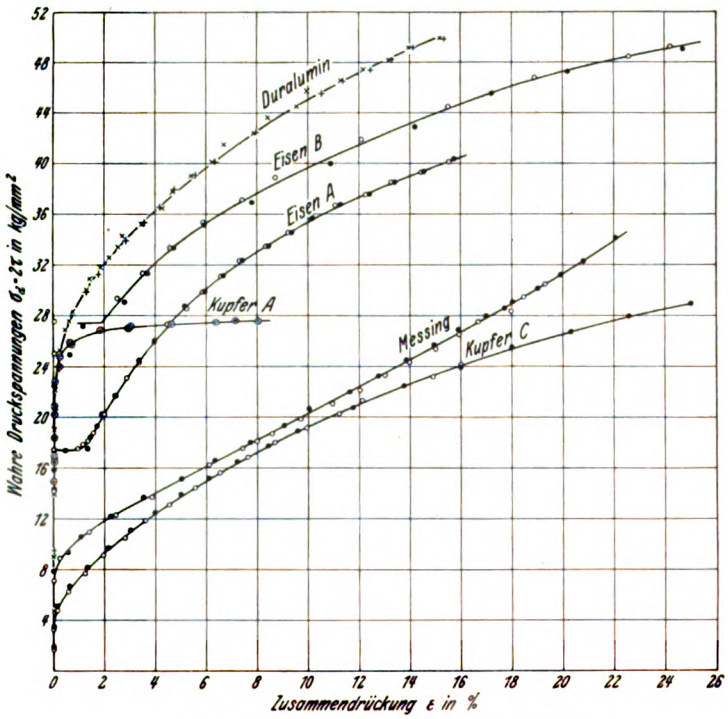


Abb. 58. Stauchkurven verschiedener Werkstoffe.

Und mit $x = \operatorname{ctg}\beta \cdot a$ wird:

$$\frac{t}{2a} = \frac{1}{2} \int_{\beta=\frac{\pi}{2}}^{\beta=0} \varepsilon \frac{d\beta}{\sin^2\beta}. \qquad (7)$$

Diese Integration wird nun numerisch durchgeführt und ergibt einen Punkt der Eindruckkurve. Sie wird dann so oft für verschiedene Belastungen p wiederholt, bis der Verlauf der rechnerischen Eindruckkurve ausreichend gesichert ist.

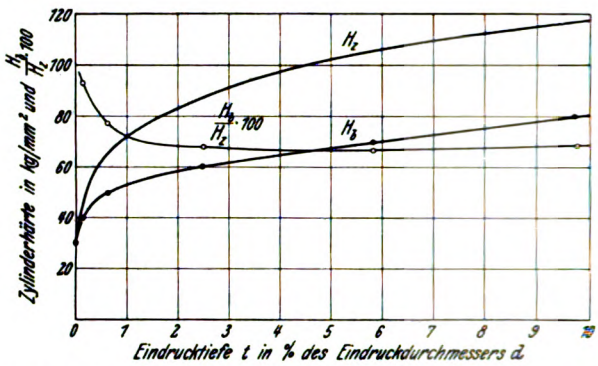


Abb. 59. Errechnete Zylinderhärte H_b und experimentelle Zylinderhärte H_z. Werkstoff: Duralumin.

In Abb. 59 bis 64 sind die so berechneten Eindruckkurven den experimentellen gegenübergestellt. Die Rechnung ergibt bei größeren Eindrucktiefen durchweg niedrigere Werte der Härte. Nach kleinsten Eindrücken hin nähern sich jedoch beide Kurven stark einander. Um dies zu veranschaulichen, sind in Abb. 59 bis 64 noch je in einer dritten Kurve die Verhältniszahlen der rechnerischen zu den wirklichen Härtewerten in Prozent eingetragen.

Daß diese Verhältniszahl bei allen untersuchten Werkstoffen im Fließbeginn auf den Wert 100% zustrebt, sollte eine Gewähr dafür bieten, daß der elastizitätstheoretische Ansatz zweckentsprechend ist und die Vernachlässigung einiger Nebenumstände, z. B. die Spannungsüberhöhung unter der Zylinderkante und auch die Betrachtung lediglich der Mittelfaser praktisch belanglos ist.

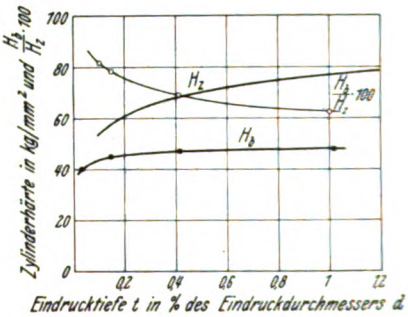


Abb. 60. Errechnete Zylinderhärte H_b und experimentelle Zylinderhärte H_z. Werkstoff: Kupfer A.

Im plastischen Gebiet muß aber mit einem geometrisch abweichenden Mechanismus gerechnet werden, der darin liegt, daß sich mit zunehmender Eindrucktiefe ein immer größeres kugelähnliches verfestigtes Kissen bildet, welches als Erweiterung des Druckstempels angesehen werden kann, sobald infolge des Eindringens des Stempels neue, bisher gering beanspruchte Materialzonen zum Fließen kommen. Es beteiligt sich alsdann ein größeres Gebiet am Fließen, als theoretisch angesetzt ist. Dadurch werden aber die wirklichen Fließspannungen gegenüber dem auf den Stempeldurchmesser be-

Digitized by Google

zogenen spezifischen Eindruckwiderstand noch mehr verringert. So dürfte es sich erklären, daß die experimentelle Kurve höher als die errechnete liegt. Verständlich erscheint es unter diesem Gesichtspunkt, daß der Unterschied der experimentellen und der rechnerischen Kurven in Abb. 59 bis 64 um so größer ausfällt, je verhältnis-

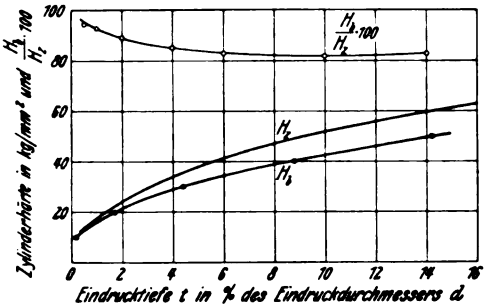


Abb. 61. Errechnete Zylinderhärte H_b und experimentelle Zylinderhärte H_z. Werkstoff: Kupfer C.

mäßig höher in Abb. 58 die Fließgrenze des Stauchversuchs liegt und je ausgeprägter sie auftritt. Die gegensätzlichsten Unterschiede finden sich zwischen Eisen B mit verhältnismäßig sehr hoher und Kupfer C mit sehr tiefliegender Streckgrenze, bei denen sich die Unterschiede wie 41 zu 18% verhalten. Die Verhältniszahlen sind hier also 59 bzw. 82%. Für Duralumin und Messing betragen sie 67, für Eisen A 65, für Kupfer A 62%.

Die Durchführung der Rechnung und die Abweichung der errechneten Kurven von den experimentellen widersprechen nicht der Richtigkeit der Auffassung, daß den errechneten Schubspannungen die bei steigender Belastung veränderten Fließgrenzen (also die gesamte Verfestigungskurve) zuzuordnen sind. Der Charakter der Kurven bleibt trotz quantitativer Abweichungen gewahrt. Daß die Übereinstimmung mit dem Experiment

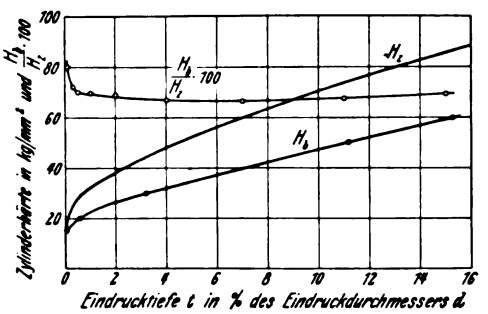


Abb. 62. Errechnete Zylinderhärte H_b und experimentelle Zylinderhärte H_z. Werkstoff: Messing.

bei sehr tiefen Eindrücken immer ungünstiger wird, liegt eben am Hinzufügen des Eindrucks selbst, der die ursprüngliche Geometrie stört. Auch Prandtl[4] macht bei seinem die Verfestigung absichtlich außer acht lassenden Ansatz zur Bedingung, daß „die plastischen Formänderungen noch als so klein angesehen werden mögen, daß die geometrische Gestalt des Körpers noch nicht wesentlich durch sie geändert sein soll." Eine Übereinstimmung von Rechnung und Experiment ist also gar nicht zu verlangen, wenn man die veränderte Geometrie nicht irgendwie mitberücksichtigt.

Es würde zu weit führen, wenn wir den sich daraus ergebenden Hinweisen hier zu folgen versuchten. Faßt man aber den bei tiefen Eindrücken auftretenden Unterschied zwischen Rechnung und Experiment in

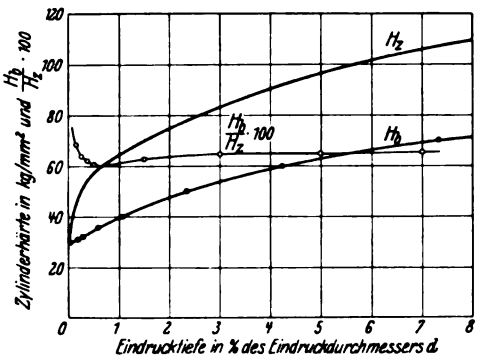


Abb. 63. Errechnete Zylinderhärte H_b und experimentelle Zylinderhärte H_z. Werkstoff: Eisen A.

der Hauptsache als geometrischen und erst in zweiter Linie als Materialeinfluß auf, so wäre eine mittlere konstante Verhältniszahl von etwa 0,65 zwischen errechneter und experimenteller Zylinderhärte für alle Werkstoffe als Annäherung berechtigt.

c) Berechnung des Fließbeginns.

Die Abweichungen des Kraft- und Verformungszustandes von dem der Rechnung zugrunde gelegten Bild müssen jedenfalls bei Beginn des Fließvorganges von geringstem Einfluß sein. In der Tat zeigen ja Abb. 59 bis 64, daß, wie schon erwähnt, bei kleinsten Eindrücken,

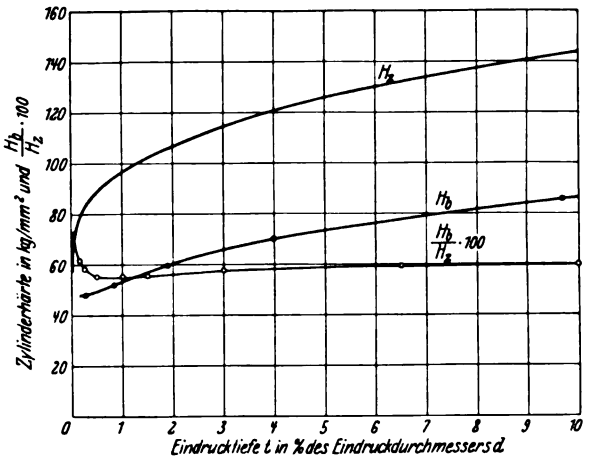


Abb. 64. Errechnete Zylinderhärte H_b und experimentelle Zylinderhärte H_z. Werkstoff: Eisen B.

die gerade noch zuverlässig meßbar sind, die Verhältniszahl dem Wert 100% zustrebt.

Der Fließbeginn kann daher mit einigermaßen guter Annäherung auf rechnerischem Wege aus der Stauchkurve bestimmt werden. Hat ein Stoff eine wohldefinierbare Fließgrenze beim Stauchversuch σ_s, so ergibt die Rechnung auch beim Eindruckversuch die Fließgrenze p_s nach Abb. 56 (mit $m = 3$) einfach zu:

$$\left.\begin{aligned} 0{,}66\,p_s = 2\,\tau_{max} = \sigma_s\,, \\ p_s = 1{,}52\,\sigma_s\,. \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Digitized by Google

Diese Größe p_s könnte man unter Berücksichtigung der neueren Vorstellungen sinngemäß als die Hertzsche Härte eines Stoffes ansprechen. Es ist also danach möglich, die Hertzsche Härte aus der Elastizitäts- bzw. Fließgrenze beim Stauchversuch anzugeben. Praktisch ist dies insofern von Bedeutung, als beim Eindruckversuch eine Elastizitäts- und Fließgrenze sehr schwierig zu ermitteln ist.

Dies zeigen einige Versuche zur Feststellung der ersten bleibenden Eindrücke mit dem Zylinder. Es wurde dabei der Fließbeginn auf der polierten Oberfläche in Augenschein genommen und die ersten Eindrücke außerdem im Mittelpunkte der Eindruckfläche mit einem Zeissschen Dickenmesser auf $^1/_{10000}$ mm genau gemessen. Die Ergebnisse sind in Abb. 65 aufgetragen. In die Kurven ist zugleich der aus dem Stauchversuch errechnete Wert $p_z = 1{,}52\,\sigma_s$ für den Fließbeginn eingetragen (×), wobei σ_s für 0,01% Stauchung angesetzt wurde. Infolge

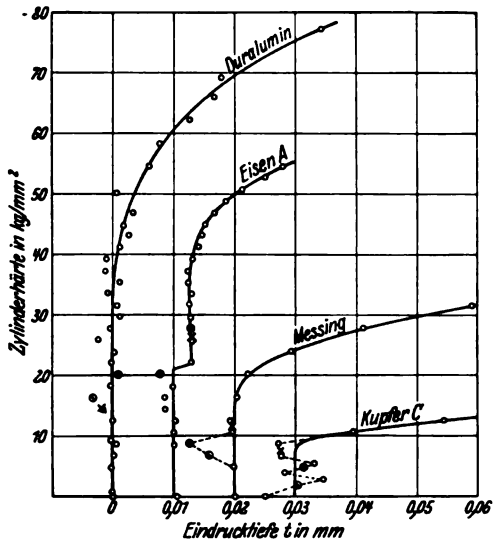


Abb. 65. Der Fließbeginn beim Zylindereindruck an verschiedenen Werkstoffen.
× = errechnet aus Stauchversuch,
⊙ = erste bleibende Kantenpressung,
● = erster bleibender Vollcindruck.

der sehr starken Kantenpressung müßten schon bei kleinsten Lasten unendlich große Spannungen unter der kreisrunden Kante des Zylinders entstehen, wodurch die Erkennung des Fließbeginns verwischt wird. Es zeigt sich jedoch erst verhältnismäßig spät als erste Andeutung eines Eindrucks ein haarscharfer Kreisring, dessen Erscheinen in den Kurven verzeichnet ist (⊙). Außerdem wurde der beginnende Eindruck, sobald er vollständig bis zur Mitte reichend erschien, eingezeichnet (●). Es ergibt sich nun folgendes: Der errechnete Wert stimmt bei Eisen gut mit dem zuerst sichtbar gewordenen vollen Eindruck überein. Der Fließbeginn ist hier scharf ausgeprägt und daher bei beiden Versuchsarten einigermaßen genau feststellbar (vgl. Abb. 58). Bei Duralumin ist dagegen beim Stauchversuch das erste Fließen — zumal die Prüfungen ohne Feinmessung ausgeführt wurden — nicht genau feststellbar, so daß die Übereinstimmung nicht so gut ausgefallen ist. Bei Messing und Kupfer drückte sich außerdem, wie beim Versuch festgestellt wurde, der Stempel anfangs einseitig ein, so daß die Eindrücke als Sicheln verfrüht sichtbar wurden. Der aus dem Stauchversuch errechnete Wert liegt deshalb hier über dem Erscheinen der ersten vollen Eindrücke.

Die Untersuchungen lassen also erkennen, daß eine genaue Beobachtung des Fließbeginns durch das Experiment beim Zylindereindruck nicht möglich ist.

Aus der Abb. 65 geht aber noch eine weitere Tatsache hervor. Die Tiefenmessungen zeigen den Fließbeginn erheblich zu spät an. Beim Fließbeginn erfolgt ein Aufwerfen des Materials in der Mitte des Eindruckkreises, was sich in den Kurven durch negative Tiefenwerte kenntlich macht. Dies kommt daher, daß durch die elastizitätstheoretisch begründete Spannungsüberhöhung unter der scharfen Stempelkante der Eindruck beginnt und nach dem Entlasten das Material im Mittelpunkt des Eindruckes elastisch hochgetrieben wird. Um so mehr dürfte die errechnete Beziehung zwischen Eindruck und Stauchversuch an praktischem Wert gewinnen, zumal beim Stauchversuch der Fließbeginn unter der Voraussetzung einer praktisch festgelegten Fließtoleranz verhältnismäßig genau bestimmbar ist.

2. Zylinder- und Kegelhärte.

Beim Übergang vom Zylinder zum Kegel ist zunächst der grundsätzliche Unterschied in der Form des Eindrucks zu beachten. Vergleichen wir einen stumpfen Kegel mit einem verhältnisgleich tief eingedrungenen Zylinder, so ist im letzteren Falle jede senkrechte Materialfaser unter der Eindruckfläche um den gleichen Betrag gedrückt, im Falle des Kegels dagegen in einem von der Mitte nach dem Rande der Eindruckfläche geradlinig abnehmenden Maße. Infolgedessen ist anzunehmen, daß der mittlere Verfestigungswiderstand beim Zylinder weiter vorgeschritten ist als beim verhältnisgleich tief eingedrückten Kegel und daher der Zylinder den größeren Härtewert abgibt. Wir wissen ja, daß auch beim Kegel die Tiefe den Verfestigungswiderstand bedingt, sobald wir sie als Vielfaches des Eindruckdurchmessers betrachten.

Verfolgt man die vermutete Ursache für den Unterschied zwischen Kegelhärte und Zylinderhärte weiter, so kommt man zu dem Ergebnis, daß die mittlere Eindrucktiefe des Kegels nur ein Drittel der verhältnisgleichen Zylindertiefe beträgt. Entnimmt man daher kurzerhand aus den Zylinderhärtekurven denjenigen Härtewert, der dem dritten Teil einer bestimmten Tiefe entspricht und drückt ihn in Prozent der Härte bei der bestimmten Eindrucktiefe aus, so stimmt dieser Wert mit 75% im Mittel tatsächlich mit der in Abb. 40 auf 180° extrapolierten Kegelhärte (0,1′ oder 0,1) befriedigend überein. Wie man aus den in Abb. 40 auf einer besonderen Ordinate in der Mitte aufgetragenen Werten ersieht, stimmt nicht nur die Größenordnung der Härte mit guter Annäherung überein, sondern die Werkstoffe gruppieren sich auch fast ganz in derselben Reihenfolge ein, wie die Kegelhärten 0,1 oder 0,1′. Dabei ist es von geringem Belang, bei welcher Eindrucktiefe man die Drittelung vornimmt. Die auf diese Weise abgegriffene Verhältniszahl, die mit G bezeichnet sei,

Digitized by Google

bleibt über den ganzen Verlauf der Zylinderkurve annähernd konstant.

Diese konstante Zahl ist übrigens auch Bedingung für die Gültigkeit des Potenzgesetzes, was sich leicht nachweisen läßt. Bezeichnet man wie beim Potenzgesetz die Härte für die Tiefe $t/d = 1$ mit c und die eben entwickelte konstante Zahl mit $G = 1/u$, so muß für die Tiefe $t/d = 3^1$ die Härte $H = c/G^1 = c \cdot u^1$ und für eine beliebige Tiefe $t/d = 3^Z$, die Härte $H = c \cdot u^Z$ sein, damit unsere Vorbedingung für die Ermittlung von G erfüllt ist. Durch Logarithmieren und Eliminieren von Z ergibt sich:

$$H = c\left(\frac{t}{d}\right)^{\frac{\log u}{\log 3}},$$

d. h. das Potenzgesetz mit:

$$n = \frac{\log u}{\log 3}, \tag{9}$$

dann ist:

$$\log \frac{1}{G} = \log u = 0{,}477\, n\,. \tag{10}$$

Nach den Ausführungen des Abschn. A 9 ist nun aber n nur im rein plastischen Gebiet konstant, während es im elastischen Gebiet einen kleineren Wert annimmt[16]. Dies besagt, daß, solange die Eindrücke noch vorwiegend elastischer Natur sind, die Härte eines stumpfen Kegels der Zylinderhärte näher liegen muß als im vorwiegend plastischen Gebiet; und die Kurve in Abb. 40 muß kurz vor ihrem Einmünden in die Ordinate nach oben steil umbiegen. Die Kurven in Abb. 40 versinnbildlichen also nur den rein plastischen Vorgang. Sobald nämlich der geringste bleibende Eindruck entsteht, ist die Kegelhärte entsprechend dem Faktor G kleiner als die Zylinderhärte.

Da nun G für alle plastischen Eindrucktiefen des Zylinders gilt, müßte auch für spitze Kegel die Kegelhärte dem konstanten Bruchteil der Zylinderhärte entsprechen. Das würde heißen, daß die Kurven in Abb. 40 horizontal verlaufen müßten, da ja die Zylinderhärten für alle Tiefen gleich 1 bzw. 100% gesetzt sind. Es kommt aber mit spitzer werdendem Kegel eine Keilwirkung im Sinne abnehmenden Eindruckwiderstandes hinzu, so daß die Kurven abfallen. Die Gesetzmäßigkeit dieser Keilwirkung soll im folgenden Abschnitt besprochen werden.

4. Kegelhärte in Abhängigkeit vom Winkel.

Weiterhin haben wir uns also mit der Frage zu beschäftigen, wieso die Verhältniszahl zwischen Kegel- und Zylinderhärte mit abnehmendem Kegelwinkel in Wirklichkeit abnimmt. Dies ist zweifellos darauf zurückzuführen, daß die Kraftübertragung vom Kegel auf den Werkstoff (bei reibungsfreier Berührung) senkrecht zur Berührungsfläche erfolgt. Der Kegel wirkt also sinngemäß ganz wie ein Keil. Die horizontalen Komponenten der resultierenden Eindruckkräfte befördern das Fließen in einem mit ihrer Größe zunehmenden Maße; und die horizontalen Kräfte sind bekanntlich bei einem Keil um so größer, je spitzer der Keilwinkel ist.

Eine genaue Errechnung dieser Keilwirkung dürfte sehr umständlich sein. Wir können sie jedoch in einfachster Weise folgendermaßen roh überschlagen. Der von einem keilförmigen Kegelsegment mit der Eindruckfläche $a^2 \Delta\varphi/2$ nach Abb. 66 übertragene Anteil der Eindruckkraft $P = p\pi \cdot a^2$ sei:

$$\Delta P = p\,\frac{a^2}{2}\,\Delta\varphi\,.$$

Dadurch entsteht bei einem solchen Keil bekanntlich eine Horizontalkraft:

$$\Delta W = \frac{\Delta P}{\operatorname{tg}\alpha} = p\,\frac{a^2}{2}\operatorname{ctg}\alpha\,\Delta\varphi\,.$$

Denken wir uns nun gemäß Abb. 67 diese Kräfte alle in die durch den Schwerpunkt des verdrängten Volumens gelegte Eindruckkreisfläche verlegt, so ist die auf die Einheit des Kreisumfanges $2r\pi$ wirkende spezifische Kraft:

$$= \frac{\Delta W \cdot 2\pi}{\Delta\varphi \cdot 2r\pi}.$$

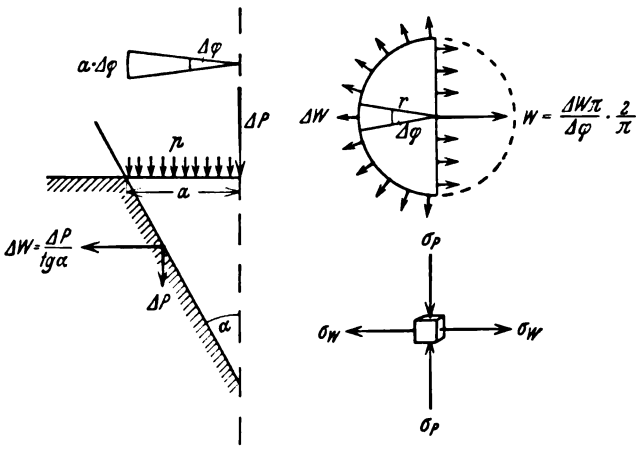


Abb. 66. Abb. 67.

Nun können wir, wie beim Flüssigkeitsdruck, uns vorstellen, daß dieselbe spezifische Kraft auf die Projektion des Halbkreises wirkt, und ihre Summe:

$$W = \frac{\Delta W \cdot 2\pi \cdot 2r}{\Delta\varphi \cdot 2r\pi} = p \cdot a^2 \operatorname{ctg}\alpha \tag{11}$$

als Horizontalkraft im Mittelpunkt angreift. Auf diese einfache Weise haben wir gewissermaßen das räumliche Problem in das ebene verwandelt, und es interessieren uns nur noch die in der Richtung W und P angreifenden Kräfte, aus denen allein die Fließbedingungen bei Änderung des Kegelwinkels abzuleiten sind.

Betrachten wir nun die gemeinsame Wirkung der senkrechten Eindruckkraft P und der horizontalen Keilkraft W auf ein beliebiges Stoffteilchen in einigem Abstand von der Oberfläche, welches mit entsprechenden Kraftanteilen σ_p und σ_w nach Abb. 67 belastet sei, so ist es nach den Fließgesetzen klar, daß die Keilkraft das Fließen erleichtert. Wir können uns sogar denken, daß sie in vollem Maße beim Fließen mitwirkt, derart, daß die Summe von P und W das Fließen bedingt. Diese muß alsdann für alle Kegelwinkel konstant sein. Für den unendlich stumpfen Kegel mit einem Kegelwinkel von $2\alpha = 180°$ und $\alpha = 90°$ ist $W = 0$, so daß:

$$P + W = \text{const} = P_{180}\,.$$

Digitized by Google

Und es ergibt sich mit Gleichung (11) folgender Gang mit dem Winkel α:

$$P + W = p\,a^2(\pi + \operatorname{ctg}\alpha) = p_{180}\,\pi \cdot a^2,$$

$$\frac{p}{p_{180}} = \frac{\pi}{\pi + \operatorname{ctg}\alpha}. \qquad (12)$$

Abb. 40 gibt in der ausgezogenen Kurve den Verlauf dieser Gleichung graphisch wieder, wobei p_{180} im Anschluß an das experimentelle Ergebnis = 75% der Zylinderhärte gesetzt ist. Eingetragen sind ferner in Abb. 40 die Versuchswerte für das Verhältnis der Kegelhärte zu der des Zylinders (für den Fall 0,1 bzw. 0,1′):

$$\frac{H_{K\,0,1}}{H_z} \quad \text{bzw.} \quad \frac{H_{K\,0,1'}}{H_z}.$$

Diese schmiegen sich der Kurve gut an, so daß die Berechtigung des eingeschlagenen Näherungsweges erwiesen ist.

4. Reibungsbeiwert.

Nehmen wir nun schließlich an, daß der Kegel außer dem Werkstoffwiderstand eine Reibung zu überwinden hat. Die Eindruckkreisfläche ist $f = \pi \cdot a^2$, die Eindruckoberfläche $f' = \pi a^2/\sin\alpha$ (Abb. 68). Mit dem Reibungsbeiwert μ errechnet sich unsere Härte p_1 aus der Gleichgewichtsbedingung der Kräfte in Richtung der angreifenden Last[10, 11]:

$$0 = p_1 f - p'' \frac{f}{\sin\alpha}(\sin\alpha + \mu\cos\alpha),$$

$$p_1 = p''(1 + \mu\operatorname{ctg}\alpha). \qquad (13)$$

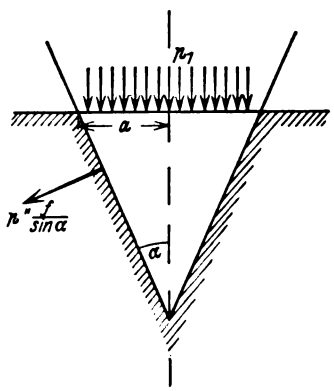


Abb. 68.

Für $\mu = 0$ ergibt sich daraus die wahre Kegelhärte (ohne Reibung) p_0 einfach zu:

$$p_0 = p''.$$

Nehmen wir an, daß die Größe p'' in beiden Fällen (mit und ohne Reibung) gleich groß ist, so ergibt sich die Beziehung:

$$\frac{p_1 - p_0}{p_0} = \mu\operatorname{ctg}\alpha, \qquad (14)$$

die wir leicht prüfen können.

Zu diesem Zwecke war schon in Abb. 34 der Unterschied der Härtewerte aufgetragen:

$$\frac{H_1 - H_{0,1}}{H_{0,1}},$$

der ungefähr dem Wert $(p_1 - p_0)/p_0$ der Gleichung (14) entspricht. In die Abbildung ist ferner eine der Gleichung (14) entsprechende Kurve mit $\mu = 0{,}17$ als Mittelwert der in der Abb. 34 vertretenen Werkstoffe eingezeichnet. Es ergibt sich in der Tat, daß der experimentelle Härteunterschied mit abnehmendem Kegelwinkel stark zunimmt, wie es die Vorstellung verlangt, daß es sich dabei um einen Reibungsanteil handelt.

Anderseits ist diese Zunahme jedoch bei den meisten Stoffen erheblich stärker, als unserer Gleichung (14) entspricht. Eine Ursache hierfür ist jedoch leicht zu erkennen. Eine bisher nicht beachtete Wirkung der zusätzlichen Reibung besteht nämlich darin, daß die Richtung der vom Kegel auf den Werkstoff übertragenen resultierenden Druckkräfte geändert wird. Der Sinn dieser Änderung ist so, daß die Kraftangriffsrichtung einem stumpferen Kegel entspricht; und sie ist um so stärker, je größer die Reibungszahl ist. Nach dem vorangegangenen Abschnitt ist aber bei einem stumpfen Kegel, die, die Härte herabsetzende, Keilwirkung kleiner, während anderseits die Verfestigung infolge der geringeren Eindrucktiefe schwächer ist. Bei Mitwirkung von Reibung wird jedoch die Verfestigung nicht verändert, weil die Tiefenverhältnisse nicht veränderlich sind, wohl aber die Keilwirkung herabgesetzt. Und die Härte H_1 muß dementsprechend außer einem Reibungsanteil auch noch um einen Keilwirkungsanteil größer ausfallen als die Härte $H_{0,1}$. Da schließlich bei einer bestimmten Winkeländerung des Kraftangriffs nach Abb. 40 die Keilwirkung besonders stark bei kleinen Kegelwinkeln geändert wird, erklärt sich hieraus die mit abnehmendem Kegelwinkel steigende Abweichung der experimentellen Kurven in Abb. 34 von dem rechnerischen Reibungsanteil.

Schließlich ist der Reibungsbeiwert μ noch von der jeweiligen Normalspannung abhängig. Seine weitere Abhängigkeit von der Geschwindigkeit könnte man wegen der Gleichmäßigkeit der Versuchsdurchführung vernachlässigen. Die genaue Erfassung des Reibungsanteiles am Eindruckwiderstand ist durch die Vielseitigkeit der begleitenden Umstände erschwert und müßte in einer gesonderten Aufgabe behandelt werden. Für die folgende überschlägliche Synthese wollen wir uns aber mit der gefundenen Formulierung begnügen.

5. Synthese und Schlußbemerkungen.

Wir fanden, daß die Kurve des Eindruckwiderstandes beim Zylinder als reine, der Stauchkurve wesensgleiche Verfestigungskurve aufzufassen ist. Die Kurve des Kegels hingegen, falls sie die Verbindung der Eindruckwiderstände für alle Kegelwinkel zwischen 0° und 180° darstellt, enthält mehrere zusätzliche Einwirkungen auf den endgültigen Härtewert. Diese sind Keilwirkung und Reibung, wozu noch der Einfluß der veränderten Gestalt gegenüber dem Zylinder hinzukommt. Ebenso ist es bei der Kugel. Während aber die drei zusätzlichen Wirkungen beim Kegel verhältnismäßig klar zu bestimmen sind, weil sie vom Kegelwinkel abhängen, sind sie bei der Kugel stets eine Summe von Einzelwirkungen, weil ja die Oberflächenneigung sich beim Eindringen ständig ändert. Es wurde hier nicht die Aufgabe verfolgt, den Kugeleindruck besonders zu erforschen, sondern die allgemein gültigen Grunderscheinungen zu studieren. Deshalb spielen der Zylinder und Kegel als elementare Grundformen die Hauptrolle.

Es sei nun als Endergebnis der Versuch gemacht, alle experimentell und theoretisch gefundenen Ergebnisse zusammenzufügen. Da in der Praxis die plasti-

Digitized by Google

schen Eindrücke meist sehr tief sind, können wir nicht von der Stauchkurve ausgehen, weil unter dieser Voraussetzung die theoretischen Ergebnisse in quantitativer Hinsicht noch unbefriedigend blieben. Die Zylindereindruckkurve soll daher als Grundlage für die Kennzeichnung des Werkstoffes dienen. Der Ausgangspunkt aller gemeinsamen Betrachtungen über Zylinder und Kegel ist die Tiefenähnlichkeit des Eindrucks, die durch die Gleichung $t/d = \operatorname{ctg}\alpha/2$ ausgedrückt ist.

1. Die Verfestigungskurve des Zylinders wird mit ausreichender Genauigkeit durch das Potenzgesetz ausgedrückt:

$$H_Z = c\left(\frac{t}{d}\right)^n = c\left(\frac{\operatorname{ctg}\alpha}{2}\right)^n. \tag{15}$$

2. Der Gestaltsfaktor gibt das Verhältnis zwischen Verfestigung des Kegels und Zylinders an:

$$G = 10^{-0{,}477\,n}. \tag{16}$$

3. Die Keilwirkung drückt sich als Verhältniszahl aus zwischen dem reibungsfreien Eindruckwiderstand eines beliebigen Kegels zum reibungsfreien Widerstand eines unendlich stumpfen Kegels. Die Verhältniszahl beträgt:

$$K = \frac{\pi}{\pi + \operatorname{ctg}\alpha}. \tag{17}$$

4. Der Reibungsfaktor, welcher die Vervielfachung des reibungsfreien Widerstandes durch die Reibung angibt, beträgt:

$$R = (1 + \mu \operatorname{ctg}\alpha). \tag{18}$$

Er stimmt nicht gut für spitze Winkel, weil große Reibungswerte auf die resultierenden Druckkräfte des Kegels zurückwirken.

Hieraus ergibt sich nun die Formel für einen einmaligen Kegeleindruck beliebiger Tiefe:

$$H_{K1} = H_Z \cdot G \cdot K \cdot R,$$

$$H_{K1} = c\left(\frac{\operatorname{ctg}\alpha}{2}\right)^n \cdot 10^{-0{,}477\,n} \frac{\pi}{\pi + \operatorname{ctg}\alpha}(1 + \mu \operatorname{ctg}\alpha). \tag{19}$$

In dieser Formel sind c und n geläufige, aus dem Potenzgesetz bekannte Werte. Der Reibungskoeffizient ermittelt sich praktisch bei einem Kegel von $2\alpha = 90°$ zu:

$$\mu = \frac{H_{K1} - H_{K0,1}}{H_{K0,1}}. \tag{20}$$

Für stumpfe Kegel ist der Reibungseinfluß nicht groß und dürften Unstimmigkeiten in dieser Hinsicht nicht sehr ins Gewicht fallen.

Als Grundlage, auf die wir die Kegelhärte zurückführten, haben wir die Zylinderhärte angesehen. Praktisch wichtiger wäre die Beziehung zum gewöhnlichen Zug- oder Stauchversuch. Die Ansätze zwischen Zylindereindruck und Stauchversuch Abschnitt B 1 haben gezeigt, daß diese Beziehungen im plastischen Gebiet sehr verwickelt sind. Wenn sich auch eine annähernd konstante Verhältniszahl zwischen der aus dem Stauchversuch errechneten Zylinderhärte und der wirklichen ergab, so erlaubt dieses Ergebnis doch vorläufig noch keinen genügend einfachen Rückschluß von der Stauchung ε auf die Eindrucktiefe t. Die übliche praktische Umrechnungszahl zwischen Brinellhärte und Zugfestigkeit für Stahl und Aluminiumlegierungen hat rein empirischen Charakter und ist nach Schwarz[3] auch für diese Stoffe nur bedingt gültig.

Eine weitere Entwicklung der Bestrebungen, den Härteversuch als Ersatz für den Zugversuch zu verwerten, konnte mit vorliegender Aufgabe also nicht verbunden werden. Doch dürfte in der Beurteilung und Abwägung einzelner Prüfverfahren ein Fortschritt erzielt sein. Der Zylindereindruck, der die Werkstoffeigenschaft am reinsten wiedergibt, kommt für die Härteprüfpraxis nicht in Frage, weil er sich für sehr harte Werkstoffe nicht verwenden läßt. An solchen scheitert ja schon häufig die Kugel. Ferner kann beim Zylinder ein Einzeleindruck nicht gleichwertig für alle Werkstoffe festgelegt werden. Das ist der praktische

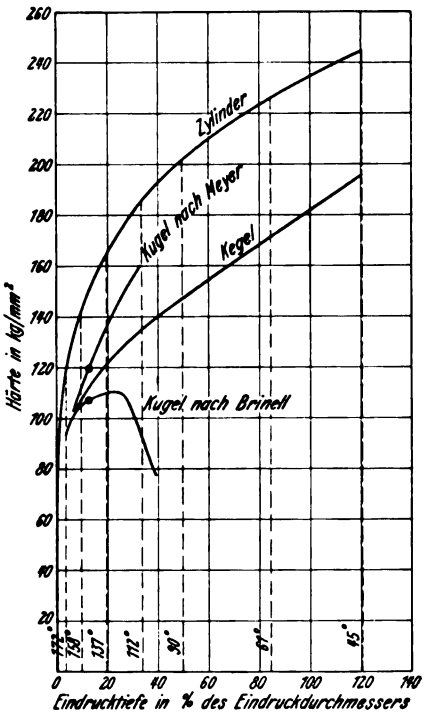


Abb. 69. Einmalige Eindrücke bei verschiedener Tiefe und mit verschieden geformten Druckstempeln. Werkstoff: Eisen B. Kugeldurchmesser 5 mm.
◎ 750 kg Belastung nach Brinell,
⊙ „ „ „ „ Meyer.

Vorteil der Brinellhärte, daß sie nach Abb. 69 einen Höchstwert überschreitet und im Umkehrgebiet wenig veränderlich ist, während die Meyerhärte bei wechselnder Eindrucktiefe sich erheblich ändert. Waizenegger[17] vermutet im Höchstwert der Brinellhärte selbst die beste Härtezahl.

Diese Schwierigkeiten behebt der Kegel, dessen Eindruck bei einem bestimmten Kegelwinkel, selbst bei wechselnder Tiefe und Last immer tiefenähnlich bleibt. Der Anschauung, daß die Kegeldruckhärte keine Stoffeigenschaft darstellt[3], ist nicht beizupflichten. Das beweist die eben entwickelte Gleichung. Ein einzelner Kegeleindruck hat dieselbe stoffliche Bedeutung, wie ein einzelner Kugeleindruck oder Zylindereindruck,

[17] F. Waizenegger: Beitrag zur Härteprüfung. Forsch.-Arb. Ing. H. 238. 1921; Z. V. d. I. Bd. 65, S. 824—827. 1921.

Digitized by Google

wobei die praktischen Vorteile nicht zu übersehen sind. Man könnte einwenden, daß für verschiedene Werkstoffe verschiedene Kegelwinkel anzuwenden seien, um etwa immer den Höchstwert der Härte 0,1 oder 0,1′ (Abb. 29 bis 33) zu treffen. Dieser Höchstwert wandert hier aber bei stark verfestigten Werkstoffen in Richtung der stumpfen Winkel und umgekehrt bei verfestigungsfähigen in Richtung der spitzen Kegelwinkel. Es würde also bei einem festliegenden, verhältnismäßig stumpfen Winkel, ein verfestigter Werkstoff eine verhältnismäßig höhere Härte anzeigen, als ein unverfestigter. Das ist durchaus wünschenswert, da auf diese Weise der augenblickliche Zustand des zu prüfenden Werkstoffs mit zur Geltung kommt und nicht nur die größtmögliche Verfestigung.

Ein besonderer Vorteil des Kegels ist, daß er auch aus Diamant hergestellt werden kann und daher für die Prüfung sehr harter Stoffe geeignet ist. Die notwendige Abplattung der äußersten Spitze hat, wie aus Abb. 51 hervorgeht, bei praktischen Eindrucktiefen keinen Einfluß auf die Härtezahl. Geschieht die Messung der Härte bei den neueren Prüfgeräten nach der Tiefe, so ist nach Abb. 45 wegen des Herausquellens auf der Oberfläche eine Falschmessung bis zu 20% möglich. Dieser Fehler wirkt im Sinne einer Erhöhung der Härtezahl und zwar am stärksten bei verfestigten Werkstoffen. Das wäre also ebenfalls als ein methodischer Vorteil zu werten.

Im ganzen genommen tragen die Ergebnisse dieser Arbeit zu der Erkenntnis bei, daß die neueren Prüfverfahren nach Art des Rockwellprüfers — wenn man vom Einfluß der Kleinheit des Eindrucks absieht — vom stofflichen Gesichtspunkt aus auf dem richtigen Wege sind.

Zusammenfassung.

Es werden an Duralumin, Kupfer, Messing, Weicheisen und Zinn Eindruckversuche mit verschieden geformten Eindruckstempeln vorgenommen, um den Einfluß der Gestalt auf den Eindruckwiderstand festzustellen. Die verwendeten Formen sind: Zylinder, Kugel und Kegel.

Die Einwirkungen der bei wechselnder Gestaltung des Stempels verschiedenen Kräfteanordnung auf den Werkstoff und dessen Verfestigung wird erheblich durch die Reibung zwischen Eindruckstempel und Werkstoff beeinträchtigt. Zur Feststellung dieses Einflusses wird — unter beiläufiger Untersuchung des Einflusses der Oberflächenbeschaffenheit mit und ohne Anwendung von Schmiermitteln, sowie des Zeiteinflusses — ein besonderes Reihenprüfverfahren entwickelt, welches bei wiederholtem Loslösen des Stempels zwischen den Eindrücken die Reibung beseitigt. Es ergab sich:

1. Der Eindruckwiderstand ist beim Kegeleindruck um so kleiner, in je mehr Laststufen eine bestimmte Gesamtbelastung unterteilt ist. Die Gültigkeit des Kickschen Ähnlichkeitsgesetzes beim Kegeleindruck (konstante Härtezahl) trifft nur dann zu, wenn mit Zunahme der Eindrucktiefe die Belastung „stufenähnlich“ erfolgt, d. h. wenn das Verhältnis Lastintervall zur Last unverändert bleibt. Dies Verhältnis ist beim einmaligen Eindruck = 1. Der Eindruckwiderstand enthält alsdann die volle Reibung und ergibt die höchste Härtezahl. Wird dies Verhältnis sehr klein, etwa 0,1, so ist die Reibung fast vollständig beseitigt und der hieraus folgende Härtewert $H_{K0,1}$ gibt mit genügender Annäherung den wahren stofflichen Eindruckwiderstand an. Die Verbindungskurve der Härtezahlen $H_{K0,1}$ aller Kegelwinkel zwischen 180° und 0° ähnelt in ihrem Verlauf der Zugkurve.

2. Für den Zylindereindruck ergibt sich kein Reibungseinfluß, es ist also der Eindruckswiderstand:

$$H_{Z1} = H_{Z0,1} = H_Z .$$

Dieser ist mit der zunehmenden Eindrucktiefe t bzw. Verfestigung veränderlich und verläuft nach einem Potenzgesetz (Verfestigungskurve):

$$H_Z = c\left(\frac{t}{d}\right)^n .$$

3. Die (reibungslosen) Härtewerte $H_{K0,1}$ für verschiedene Kegelwinkel ergeben sich, falls für den Kegelwinkel $2\alpha = 180°$ die Härte $H_{K0,1} = 1$ gesetzt wird zu:

$$H_{K0,1} = 1 \cdot \frac{\pi}{\pi + \operatorname{ctg}\alpha} .$$

Diese Formel drückt die Keilwirkung aus. Sie verläuft entgegengesetzt der Verfestigung und Reibung.

4. Der Gestaltsunterschied zwischen Kegeleindruck und Zylindereindruck und sein Einfluß auf die Härtezahlen drückt sich in folgender Beziehung aus:

$$H_{K0,1} = 10^{-0,477\,n} H_Z \frac{\pi}{\pi + \operatorname{ctg}\alpha} .$$

5. Der Reibungsanteil bestimmt sich beim Kegeleindruck unter Voraussetzung stumpfer Kegelwinkel angenähert aus der Formel:

$$H_{K1} = H_{K0,1}(1 + \mu \operatorname{ctg}\alpha) .$$

Der Reibungsbeiwert ist angenähert mit Hilfe eines Kegels von 90° bestimmbar und beträgt:

$$\mu = \frac{H_{K1} - H_{K0,1}}{H_{K0,1}} .$$

6. Die zusammengefaßte Formel der Beziehung zwischen Kegeleindruckwiderstand und Zylindereindruckwiderstand lautet:

$$H_{K1} = c\left(\frac{\operatorname{ctg}\alpha}{2}\right)^n \cdot 10^{-0,477\,n} \frac{\pi}{\pi + \operatorname{ctg}\alpha}(1 + \mu \operatorname{ctg}\alpha) .$$

7. Der Kugeleindruck unterliegt allen Einwirkungen, die auch den Kegeleindruck beeinflussen. Seine Härtezahlen liegen der Größe nach zwischen Zylinder und Kegel, wenn diese nach der Tiefe t in Bruchteilen des Eindruckdurchmessers d aufgetragen werden.

Auf Grund der elementaren Erforschung von Kegel- und Zylindereindruck sind die Wege für die etwas schwierigere Erfassung des Eindruckwiderstands bei der Kugel gezeichnet. Dies stellt eine gesonderte, noch zu lösende Aufgabe dar.

8. Abgesehen von den verschiedenen Reibungs- und Gestaltseinflüssen, wird der Eindruckswiderstand be-

Digitized by Google

dingt durch einen Verfestigungsmechanismus (Ausbildung eines plastizierten Kissens), der einmal bestimmt ist, dadurch, daß der Spannungszustand bei plastischer Beanspruchung ähnlich ist dem von der Elastizitätstheorie geforderten und das andere Mal dadurch, daß den größten Schubspannungen gemäß der Vorstellung von Ludwik gleiche Verformungen zugeschrieben werden, wie bei einem Stauchversuch.

Das Verhältnis der Fließgrenzen beim Zylindereindruck und beim Stauchversuch ermittelt sich unter diesem Ansatz in Übereinstimmung mit dem Experiment. Unter gleicher Voraussetzung ergibt die Berechnung der Veränderung des Eindruckwiderstandes bei zunehmender Eindrucktiefe aus dem Stauchversuch für verschiedene Werkstoffe einen zwischen 0,59 (Eisen) und 0,82 (weiches Kupfer) liegenden Betrag des gemessenen Wertes. Der Unterschied wird hauptsächlich darauf zurückgeführt, daß infolge des Durchstoßens schon verfestigter Zonen mit dem Stempel sich ein größeres Gebiet am Fließen beteiligt, als theoretisch angesetzt ist.

Der Abfließmechanismus und die Ausdehnung der Abschiebflächen spielen keine maßgebende Rolle für die Größe des Eindruckwiderstandes.

Digitized by Google

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten

Sonderheft XVII:
Arbeiten aus dem **Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung** und dem
Staatlichen Materialprüfungsamt zu Berlin-Dahlem

Inhalt

Seite

Bauer, O., und **M. Hansen.** Der Einfluß von dritten Metallen auf die Konstitution der Messinglegierungen. III. Der Einfluß von Zinn 3

Schmid, E., und **G. Wassermann.** Über die Anisotropie von Zinkblechen 20

Bauer, O., und **P. Zunker.** Einfluß geringer Mengen von Fremdmetallen auf die Eigenschaften von Raffinadezink 24

Hengstenberg, J., und **G. Wassermann.** Über röntgenographische Untersuchungen der Kaltvergütung des Duralumins 34

Sachs, G., und **W. Stenzel.** Versuche über das Altern von Stahl 38

Sachs, G., und **J. Weerts.** Atomordnung und Eigenschaften 45

Kuntze, W. Struktur, Festigkeit, Stetigkeit 48

Boas, W., und **E. Schmid.** Zur Deutung der Deformationstexturen von Metallen 53

Schmid, E., und **G. Wassermann.** Über die Walztexturen hexagonaler Metalle 56

Schiebold, E., und **G. Siebel.** Studien an Magnesium und Magnesiumlegierungen I 61

Sander, B., und **G. Sachs.** Zur röntgenoptischen Gefügeanalyse von Gesteinen 70

Mit 184 Abbildungen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1931

Digitized by Google

Digitized by Google

Der Einfluß von dritten Metallen auf die Konstitution der Messinglegierungen.

III. Der Einfluß von Zinn*.

Ein Beitrag zur Kenntnis des Dreistoffsystems Zinn-Zink-Kupfer. Mit einem Anhang über die Härte von Zinn-Messinglegierungen.

Von **O. Bauer** und **M. Hansen****.

Eine Reihe technischer Sondermessinge, insbesondere solcher, die als Gußlegierungen Verwendung finden, enthält neben wechselnden Mengen Eisen, Mangan und Aluminium auch gewisse, in der Regel unter 1,5% liegende Gehalte an Zinn. Reine Zinnsondermessinge, d. h. solche ohne einen absichtlich zugesetzten Gehalt an anderen Metallen, dürften dagegen — abgesehen von der englischen „Admiralitätslegierung" mit 70% Cu, 29% Zn und 1% Sn (Kondensatorrohrlegierung) und dem sog. „Marinemessing" mit 62% Cu, 37% Zn und 1% Sn, die nach DIN 1709 Blatt 1 allerdings nicht mehr zu der Gruppe der Sondermessinge gehören — nicht zu technischer Bedeutung gelangt sein. Der Grund hierfür ist darin zu suchen, daß nach den Untersuchungen von Guillet[2] und Smalley[3] bereits ein Zinnzusatz von mehr als 0,5 bis 1% (je nach Kupfergehalt und Vorbehandlung) die Dehnung, Querschnittsverminderung, Kerbzähigkeit und damit die Verformbarkeit der $(\alpha + \beta)$-Legierungen infolge der Bildung einer spröden Kristallart ungünstig beeinflußt. Kleinere Zinngehalte schädigen zwar noch nicht die mechanischen Eigenschaften, doch erscheint ein absichtlicher Zinnzusatz in diesen Grenzen durch nichts gerechtfertigt.

Die Untersuchung des Einflusses von Zinn auf die Konstitution der Messinglegierungen hat danach vornehmlich ein Interesse hinsichtlich der Feststellung der Zinngehalte, die zum Auftreten der spröden Kristallart führen, d. h. der Höchstgehalte an Zinn (als Verunreinigung), die ohne Schädigung der mechanischen Eigenschaften in den Messinglegierungen enthalten sein können. Auf Grund der weiter unten besprochenen früheren Arbeiten über den Aufbau der Sn-Zn-Cu-Legierungen ist die Angabe dieser zulässigen Höchstgehalte zwar mit einiger Genauigkeit möglich, doch beschränkten sich diese Untersuchungen lediglich auf die Bestimmung der Phasengrenzen nach dem Gießen bzw. nach längerem Glühen bei Temperaturen unter 450°; über die Konzentrationsgebiete, in denen die spröde Kristallart bei verschiedenen Temperaturen im Gefüge der Dreistofflegierungen vorliegt, und über die Bildungsbedingungen dieser Kristallart fehlt bisher jede Angabe. Einen Einblick in die möglichen Gefügeänderungen der ternären Zinnmessinge und damit eine planmäßige Beeinflussung ihrer mechanischen Eigenschaften durch Wärmebehandlung mit dem Ziel, die spröde Kristallart in Lösung zu bringen, gestattet aber erst die Kenntnis des Aufbaus der Legierungen bei verschiedenen Temperaturen.

Die Zweistoffsysteme.

Der Untersuchung des von uns ausgearbeiteten Teiles des Dreistoffsystems Zinn-Zink-Kupfer wurde das in

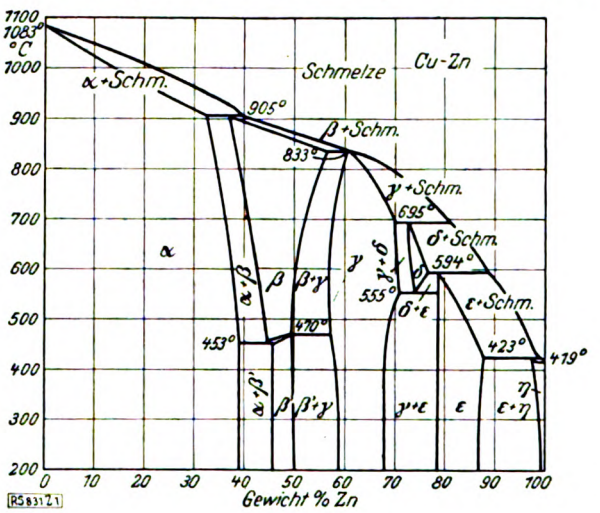


Abb. 1.

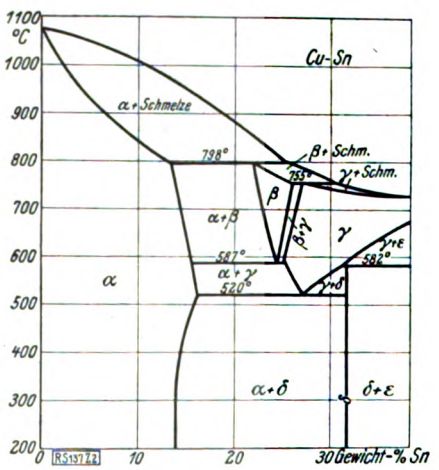


Abb. 2.

Abb. 1 u. 2. Zustandsschaubilder der Zn-Cu- (Abb. 1) und der Cu-reichen Sn-Cu-Legierungen (Abb. 2).

Abb. 1 wiedergegebene Gleichgewichtsschaubild der Zink-Kupferlegierungen von Bauer und Hansen[4] zugrunde gelegt. Abb. 2 zeigt den für das Verständnis der nachfolgenden Ausführungen notwendigen Teil des Zustandsschaubildes der Zinn-Kupferlegierungen von Bauer und Vollenbruck[5] mit der von Stockdale[6]

* Das Schrifttum ist am Ende der Arbeit zusammengestellt. Daselbst auch Hinweise auf die früheren Mitteilungen.

** Original: Z. Metallkunde Bd. 22, S. 387—391, 405—411. 1930; Bd. 23, S. 19—22. 1931.

Digitized by Google

und Hansen[7] bestimmten Grenzkurve des α-Mischkristallgebietes. Der Aufbau der Zinn-Zinklegierungen hat auf die Konstitutionsverhältnisse in den kupferreichen ternären Legierungen keinen Einfluß.

Frühere Untersuchungen über das Dreistoffsystem*.

Der Einfluß von Zinnzusätzen auf das Gefüge der Messinglegierungen wurde systematisch erstmalig von Guillet[9] an gegossenen (!) Legierungen (Kokillenguß) untersucht. Guillet stellte fest, daß etwa 0,7% Sn in α-Messing (mit 63% Cu) und β-Messing (mit 54,75% Cu) löslich sind. Höhere Zinngehalte führen zur Bildung einer dritten, der δ-Phase der Cu-Sn-Legierungen ähnlichen Kristallart**. Sie wird im folgenden stets als γ-Kristallart bezeichnet. Bei Kupfergehalten oberhalb etwa 63% und unterhalb etwa 54,75% ist diese neue Kristallart im Gleichgewicht mit den ternären α- bzw. den ternären β-Kristallen. Bei dazwischenliegenden Kupfergehalten — entsprechend den $(\alpha+\beta)$-Legierungen der reinen Messinge — sind nach Überschreiten der Sättigungsgrenze von 0,7% Sn zunächst alle drei Kristallarten miteinander im Gleichgewicht; bei weiter zunehmendem Zinngehalt nimmt jedoch die Menge der β-Kristalle zugunsten der γ-Kristalle mehr und mehr ab und schließlich verschwinden die β-Kristalle ganz. In Abb. 3 haben wir das Ergebnis der Guilletschen Gefügebeobachtungen durch Eintragen der von ihm untersuchten Legierungen in die Konzentrationsebene des Dreistoffsystems graphisch ausgewertet (vgl. Zeichenerklärung). Daraus ergeben sich die gestrichelt gezeichneten Phasengrenzen, insbesondere die Begrenzungslinien des Dreiphasengebiets $(\alpha+\beta+\gamma)$. Die Kurven können nur den annähernden Verlauf der Grenzen wiedergeben, da der gegossene Zustand an sich kein eindeutig definierter ist und bei den ganz verschieden aufgebauten Legierungen nicht vergleichbar ist.

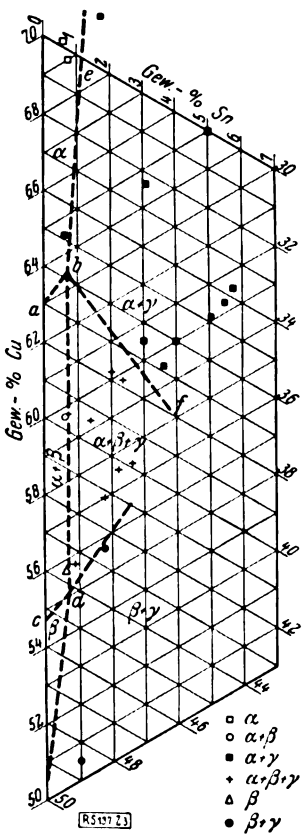


Abb. 3. Gefügeaufbau einiger gegossener Zinnmessinge (Kokillenguß) nach Guillet (1906).

Der Gleichwertigkeitskoeffizient[1] des Zinns wurde von Guillet zu 2 angenommen; unter Zugrundelegung dieses Wertes wurden die Phasengrenzen *ab* und *cd* in Abb. 3 gezeichnet. Die Verwendung eines Gleichwertigkeitskoeffizienten als Handhabe für die Ermittlung der mutmaßlichen Struktur eines Zinnmessings hat nach den Ergebnissen von Guillet jedoch nur Sinn für Zinnzusätze unter etwa 0,7%, bei höheren Zinngehalten ist sie wegen des Auftretens einer Kristallart, die in den fraglichen Messinglegierungen gar nicht vorliegt, gänzlich abwegig. Es sei hier bereits erwähnt, daß die Richtung der von uns bestimmten $\alpha(\alpha+\beta')$- und $\beta'(\alpha+\beta')$-Grenzkurven (Löslichkeitsisothermen) für den Gleichgewichtszustand bei 400° — und damit auch annähernd für Raumtemperatur — (vgl. Abb. 36) einem Gleichwertigkeitskoeffizienten von 6,7 bzw. 1,85 entspricht. Aus dem großen Unterschied dieser beiden „Gleichwertigkeitskoeffizienten" ergibt sich ein weiterer Grund für seine Unzulänglichkeit — auch bei Zinngehalten, die noch nicht zur Bildung der γ-Kristallart führen.

Das Vorhandensein eines der δ-Phase der Zinnbronzen sehr ähnlichen Gefügebestandteils stellte auch Johnson[10] in einer Legierung mit 70% Cu, 0,75% Sn, Rest Zn und in bedeutend geringerer Menge in einer Legierung mit 62% Cu, 1% Sn, Rest Zn fest, und zwar bildet diese Kristallart in der kupferreicheren Legierung mit dem α-Mischkristall (wie im System Cu-Sn) ein Eutektoid*. Dieser Befund ließ Johnson vermuten, daß die neue Kristallart mit der δ-(Cu-Sn-)Phase identisch sei, also nur aus Kupfer und Zinn bestände. Durch Glühen bei 800° war sie größtenteils in Lösung zu bringen.

Nach einer von Carpenter[11] gegebenen Gefügeaufnahme besteht eine Legierung mit 51,05% Cu, 0,99% Sn, Rest Zn in Übereinstimmung mit Abb. 3 aus β-Polyedern mit γ-Einsprengungen**. Eine reine Cu-Zn-Legierung mit gleichem Cu-Gehalt würde nach Abb. 1 nur aus β-Mischkristallen bestehen.

Hoyt[12] hat die kupferreichen Legierungen des Dreistoffsystems mit 100 bis 50% Cu und 0 bis 30% Sn (ohne Verwendung von Schnittschaubildern) thermisch und mikroskopisch untersucht. Seine Ergebnisse sind im wesentlichen nachstehend zusammengefaßt:

Die Erstarrung der Dreistofflegierungen erfolgt ganz analog den Erstarrungsverhältnissen in den Zweistoffsystemen Cu-Zn und Cu-Sn. In Abb. 4 sind die Isothermen des Beginns der Erstarrung eingezeichnet. Im Gebiet *Cu cd* erstarren die Schmelzen unter Primärkristallisation von ternären α-Mischkristallen und im Gebiet *cdhg* unter Primärkristallisation von ternären β-Mischkristallen. Im Konzentrationsbereich *abdca* findet die peritektische Reaktion α + Schmelze $\rightleftarrows \beta$ statt; *abdca* ist die Projektion der Fläche der peritektischen Reaktion auf die Konzentrationsebene. Die Temperatur der peritektischen Reaktion im Cu-Zn-System (905°) wird schon durch kleine Zinnzusätze (nähere Angaben fehlen) fast auf die Temperatur der peritektischen Reaktion im Cu-Sn-System (798°) erniedrigt, während diese durch Zinkzusätze nicht merklich beeinflußt wird. Die peritek-

* Es werden nur die Arbeiten berücksichtigt, in denen die Konstitution der ternären Sn-Zn-Cu-Legierungen ohne einen absichtlich zugesetzten Gehalt an anderen Metallen untersucht wurde. Einen kurzen Überblick über die wichtigsten Arbeiten hat bereits Hansen[8] gegeben.

** Constituant spécial nach Guillet.

* Das geht auch aus den von Guillet[9] veröffentlichten Gefügebildern mit 70% Cu, 3% Sn; 70% Cu, 5% Sn; 65% Cu, 5% Sn und 60,5% Cu, 5,7% Sn, Rest Zn hervor (vgl. Abb. 3).

** Carpenter hatte die β-Kristalle irrtümlich für α-Kristalle gehalten.

Digitized by Google

tische Fläche über *abdca* verläuft also nach einem steilen Abfall von der Cu-Zn-Seite größtenteils nahezu horizontal im Konzentrations-Temperaturraum. Entsprechend den peritektischen Umsetzungen β + Schmelze $\rightleftarrows \gamma$ im

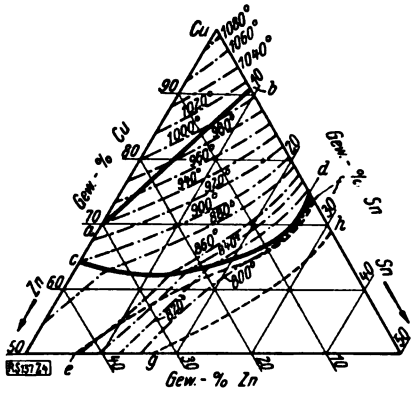


Abb. 4. Erstarrungsschaubild der Cu-reichen Sn-Zn-Cu-Legierungen nach Hoyt (1913).

Cu-Zn-System bei 833° und im Cu-Sn-System bei 755° besteht nach Hoyts Ansicht im Dreistoffsystem eine zweite peritektische Fläche, deren Projektion auf die Konzentrationsebene durch die gestrichelten Kurven *ef* und *gh* annähernd begrenzt sein soll. Die Untersuchung der Erstarrungsvorgänge hat also gezeigt, daß die β-Mischkristalle und mit einiger Sicherheit auch die γ-Mischkristalle der beiden Grenzsysteme isomorph sind.

Die Untersuchung der Umwandlungen im festen Zustand beschränkte Hoyt auf die Feststellung der thermischen Daten* und die Gefügebeobachtung an langsam erkalteten und gegossenen Legierungen. Bei der Deutung dieser Ergebnisse legte er die heute als überholt geltenden Schaubilder des Cu-Zn-Systems von Carpenter und des Cu-Sn-Systems von Shepherd und Blough (Abb. 5) zugrunde. Diese Zustandschaubilder unterscheiden sich jedoch — wie aus einem Vergleich der Abb. 5 mit Abb. 1 und 2 hervorgeht — in wesentlichen Punkten von denen, die man nach dem heutigen Stand unserer Kenntnis bei der Ausarbeitung des Dreistoffsystems voraussetzen wird. Es ist daher verständlich, daß ein Teil der von Hoyt aus dem eigenen experimentellen Befund gezogenen Schlußfolgerungen, ganz besonders aber die darüber hinaus gemachten Annahmen nicht zutreffen können. Diese Tatsache ist bei der Bewertung der von Hoyt in Abb. 5 gegebenen Darstellung des Gefügeaufbaus der langsam aus dem Schmelzfluß abgekühlten Legierungen zu berücksichtigen.

Nach Abb. 5 sind in den Legierungen des Bereiches *mnrq* ternäre α-Mischkristalle mit ternären γ-Mischkristallen im Gleichgewicht, und zwar soll das in den Legierungen dieses Konzentrationsgebietes vorhandene, durch Zerfall der ternären β-Mischkristalle gebildete Eutektoid aus α-Kristallen der Grenzkurve *mn* und γ-Kristallen der Grenzkurve *qr** aufgebaut sein. Legierungen der Kurve *o'p'* bestehen ausschließlich aus dem Eutektoid (*o'p'* ist die Projektion der Raumkurve, die nach Hoyts Auffassung die beiden eutektoiden Punkte *o* und *p* miteinander verbindet). Die Gefügeuntersuchungen von Guillet (Abb. 3) hatten jedoch im Gegensatz zu den Aussagen des Hoytschen Zustandschaubildes ergeben, daß der Aufbau der Legierungen mit Zinngehalten unter 5% nicht so einfach sein kann, wie Hoyt ihn bei Zugrundelegung des Cu-Zn-Schaubildes von Carpenter vermuten durfte. Die Existenz des Dreiphasengebietes ($\alpha + \beta + \gamma$) ist ihm entgangen, da seine Untersuchungen in diesem Konzentrationsbereich lückenhaft waren**.

Über den Gefügeaufbau der Dreistofflegierungen mit 70 bis 50% Cu und 0 bis 5% Sn sind wir durch eine eingehende Untersuchung von Hudson und Jones[15] unterrichtet. Die mikroskopische Prüfung der Legierungen (Kokillenguß) wurde nach längerem Glühen bei einer mittleren Temperatur von 425° (d. h. unterhalb der $\beta \rightleftarrows \beta'$-Umwandlung) und nachfolgendem langsamem Erkalten im Ofen vorgenommen. Die Glühdauer wechselte

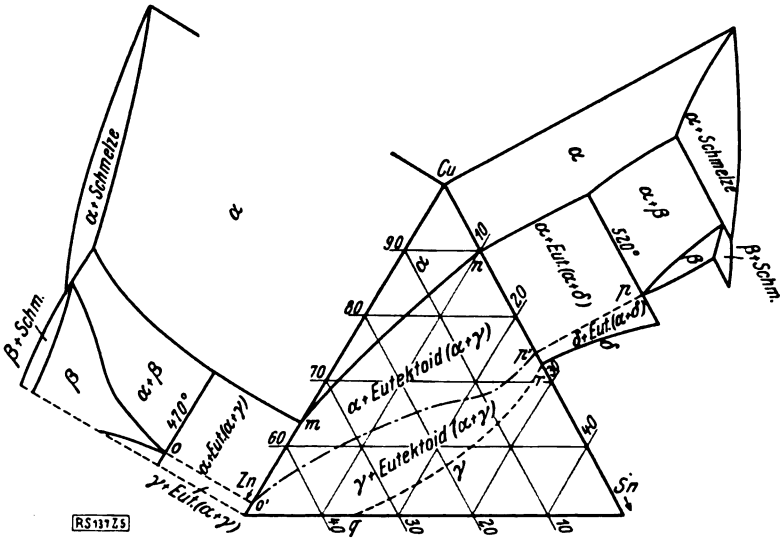


Abb. 5. Zustandschaubild der langsam abgekühlten Cu-reichen Sn-Zn-Cu-Legierungen nach Hoyt (1913).

zwischen 18 und 72 Std.; in einigen Fällen wurde sie bis auf 15 Tage ausgedehnt. Es stellte sich jedoch heraus, daß nach einer Glühdauer von 24 Std. keine merkliche Änderung des Gefüges — von einer Vergröberung der Kristalle abgesehen — eintrat. Man kann also annehmen, daß der von den Legierungen erreichte Gefügezustand sich nicht wesentlich von dem Gleichgewichtszustand bei etwa 400° unterschied, da das anschließende Erkalten im

* Die thermischen Daten werden zusammen mit den von Hoyt und Brinton[13] in einer ergänzenden Untersuchung ermittelten — soweit sie sich auf die in diesem Zusammenhang vornehmlich interessierenden zinnarmen Legierungen beziehen — bei der Besprechung unserer eigenen Versuchsergebnisse berücksichtigt (vgl. Abb. 38).

* Hoyt vermutete also, daß die γ(Cu-Zn)- und die δ(Cu-Sn)-Kristallarten eine lückenlose Mischkristallreihe bilden. Zu dieser Annahme war Hoyt nicht berechtigt, da sich aus der thermischen Untersuchung der Erstarrungsvorgänge (s. o.) Anhaltspunkte für eine lückenlose Mischbarkeit der γ(Cu-Zn)- und γ(Cu-Sn)-Mischkristalle ergeben hatten.

** Hoyt[14] selbst hat mehrfach betont, daß das von ihm aufgestellte Schaubild nicht als endgültig anzusehen sei.

Digitized by Google

Ofen eine etwa unterhalb 400° vorliegende Löslichkeitsänderung erfahrungsgemäß bei Messinglegierungen bei weitem nicht voll zur Auswirkung gelangen läßt.

In Abb. 6 ist das von Hudson und Jones gegebene Zustandschaubild dargestellt*. Daraus geht in qualitativer Übereinstimmung mit den von Guillet (Abb. 3) gewonnenen Ergebnissen hervor, daß ein gewisser, durch den Linienzug *abcd* (Abb. 6) begrenzter Zinngehalt — abgesehen von einer Verschiebung der binären Zustandsgebiete zu kupferreicheren Konzentrationen — keine strukturverändernde Wirkung ausübt. Darüber hinausgehende Zinngehalte geben zum Auftreten der γ-Kristallart in den α- und $(\alpha + \beta')$-Legierungen Veranlassung. Man erkennt weiter, daß der an Zink gesättigte α (Cu-Zn)-Mischkristall ein geringeres Lösungsvermögen für Zinn besitzt als der β'(Cu-Zn)-Mischkristall, eine Tatsache, die bereits früher Johnson[10] festgestellt hatte.

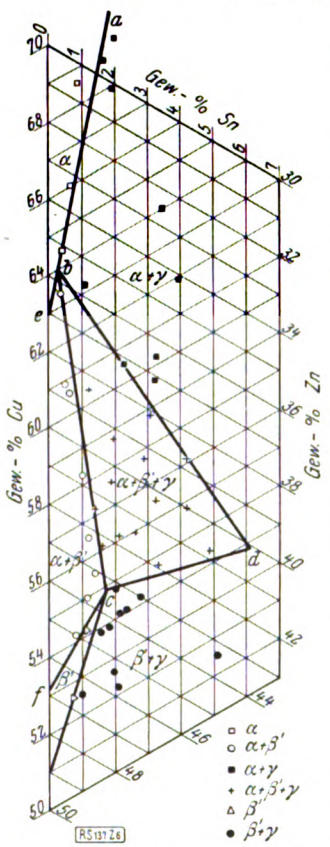


Abb. 6. Gefügeaufbau der Sn-Zn-Cu-Legierungen mit 70 bis 50% Cu und 0 bis 5% Sn nach längerem Glühen bei einer mittleren Temperatur von 425° und nachfolgendem langsamen Erkalten.
Nach Hudson und Jones (1915).

Hinsichtlich der Natur der neben α, $(\alpha + \beta')$ und β' vorliegenden Kristallart vermuteten Hudson-Jones, daß man offenbar zu unterscheiden habe zwischen einer Kristallart δ, die mit α und einem Gemenge von α- und β'-Kristallen im Gleichgewicht sein könne, und einer Kristallart γ, die ausschließlich mit β'-Kristallen im Gleichgewicht stehen könne**. Diese Auffassung ist jedoch bei Annahme des in Abb. 6 wiedergegebenen Zustandschaubildes mit den Gesetzen der Lehre vom heterogenen Gleichgewicht unverträglich. Aus Abb. 6 geht eindeutig hervor, daß in den Legierungen des vom Dreieck *bcd* eingenommenen Gebietes die drei ternären Mischkristalle α (von der Zusammensetzung des Punktes *b*), β' (Punkt *c*) und γ (Punkt *d*) miteinander im Gleichgewicht sind. In den angrenzenden Zweiphasengebieten können nur dieselben Kristallarten — selbstverständlich von anderer Zusammensetzung — vorliegen. So sind beispielsweise im $(\alpha + \beta')$-Gebiet ternäre α-Mischkristalle der Reihe *eb* mit ternären β'-Mischkristallen der Reihe *fc* im Gleichgewicht.

Um einen Einblick in die Phasenumwandlungen mit fallender Temperatur zu bekommen, haben Hudson-Jones einige Abschreckversuche ausgeführt. Aus den in Zahlentafel 1 zusammengefaßten Ergebnissen folgt, daß sich die β-Kristalle mit sinkender Temperatur zunächst unter Ausscheidung von α-Kristallen entmischen (analog dem Verhalten der Cu-Zn-Legierungen mit gleichem Cu-Gehalt), und daß sich darauf α- und γ-Kristalle gleichzeitig aus dem β-Mischkristall auszuscheiden beginnen. In der ersten Legierung geht diese Phasenumwandlung unter völliger Aufzehrung der β-Mischkristalle vor sich, während bei der zweiten Legierung β-Mischkristalle übrigbleiben.

Zahlentafel 1. Gefügeaufbau von zwei Sn-Zn-Cu-Legierungen nach dem Abschrecken bei verschiedenen Temperaturen.

Legierung	Abschrecktemperatur ° C	Gefüge
59,59% Cu	550	β + (weniger) α
3,21% Sn	525	$\beta + \alpha$ + Spur γ
37,21% Zn	485	$\alpha + \gamma$ + wenig β
	475	$\alpha + \gamma$ + Spur β
	Von 460 abgekühlt	$\alpha + \gamma$
56,56% Cu	550	β
3,26% Sn	525	β + wenig α
37,20% Zn	485	$\beta + \alpha$ + wenig γ
	475	$\beta + \alpha + \gamma$ (mehr α und γ als bei 485°)
	Von 460 abgekühlt	$\beta' + \alpha + \gamma$ (mehr α und γ als bei 475°)

Nach Hudson-Jones hat ein Zinngehalt von 5% innerhalb der Versuchsfehler (Unterkühlungen) keinen merklichen Einfluß auf die Temperatur der $\beta \rightleftarrows \beta'$-Umwandlung.

Durch eine Arbeit von Campbell[16], der insbesondere den Einfluß der Abkühlungsgeschwindigkeit auf die Lage der verschiedenen Phasenfelder der zinnhaltigen Messinge untersuchte, fanden die von Guillet und Hudson-Jones gefundenen Konstitutionsverhältnisse eine ziemlich weitgehende Bestätigung. Bei der in diesem Zusammenhang am meisten interessierenden Versuchsreihe wurden an der Luft erstarrte* Legierungen 2 Std. bei 650° geglüht und darauf „sehr langsam" abgekühlt. Abb. 7 gibt das auf Grund der Gefügeuntersuchung entworfene Zustandschaubild wieder. Einzelergebnisse, die auf den Umfang der Untersuchung schließen lassen, werden von Campbell nicht mitgeteilt.

Zur näheren Erläuterung der Abb. 7 sei darauf hingewiesen, daß die Kurve *cd* keine Phasengrenze ist, da in den von ihr getrennten Zustandsgebieten $\alpha + \beta' +$ Eutektoid $(\alpha + \gamma)$ [*bcd*] und $\gamma + \beta' +$ Eutektoid $(\alpha + \gamma)$ [*ecdf*] dieselben Phasen vorliegen. Aus unseren eigenen Untersuchungen können wir schließen, daß offenbar Campbell

* Es wurden die von Shepherd bestimmten Sättigungskonzentrationen des binären α- und β-Mischkristalls zugrunde gelegt.

** Die Verfasser bringen diesen vermeintlichen Unterschied in dem Originalschaubild auch durch eine entsprechende Bezeichnung der Zustandsfelder zum Ausdruck. Es gelang ihnen jedoch nicht, durch Ätzen einen Unterschied wahrzunehmen. Sie bemerken weiter, daß die von ihnen mit δ bezeichnete Kristallart anscheinend mit der δ(Cu-Sn)-Kristallart identisch sei, während die γ-Phase eine feste Lösung von Zinn in der γ(Cu-Zn)-Phase darstelle.

* Nach dieser Behandlung befanden sich die Legierungen in einem Gefügezustand, der dem von sandgegossenen Proben ähnelte.

Digitized by Google

diese Kurve in das Schaubild eingetragen hat, um das verschiedene Gefügeaussehen der Legierungen hervorzuheben, wie das für die Legierungen des $(\alpha + \gamma)$-Gebietes durch die Eutektoidkurve dg geschehen ist: Während sich nämlich in den Legierungen des Gebietes bcd der β-Mischkristall mit fallender Temperatur unter primärer Ausscheidung von α-Kristallen entmischt (vgl. Zahlentafel 1), setzt in den Legierungen des Gebietes $ecdf$ die Entmischung des β-Mischkristalls mit der Ausscheidung von γ-Kristallen ein.

Ein Vergleich der Schaubilder von Hudson-Jones und Campbell zeigt also, daß das $(\alpha + \beta' + \gamma)$-Zustandsfeld bcd in Abb. 6 dem $(\alpha + \beta' + \gamma)$-Zustandsfeld

Erklärung, wenn man annimmt, daß die Entmischung des β-Mischkristalles in den Legierungen des fraglichen Konzentrationsgebietes während der Abkühlung von 650° nicht vollendet wurde, d. h. noch β-Kristalle übriggeblieben sind. In der Tat haben Tammann und Hansen[18] beobachtet, daß sich die Entmischung der β-Kristallart stark unterkühlen läßt.

Guillet[17] hat die thermischen Effekte auf den Erhitzungs- und Abkühlungskurven einiger Legierungen mit etwa 60 bis 61% Cu und 0 bis 5% Sn bestimmt. Danach treten außer den in reinen Cu-Zn-Legierungen vor sich gehenden Reaktionen ($\beta \rightleftarrows \alpha + \beta$ und $\beta \rightleftarrows \beta'$) auch noch solche auf, die durch den Zinngehalt bedingt sind. Die

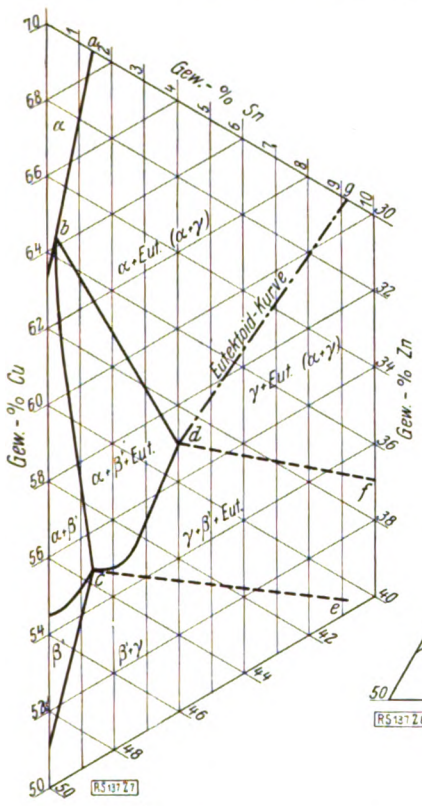


Abb. 7.

Abb. 7. Gefügeaufbau der Sn-Zn-Cu-Legierungen mit 70 bis 50% Cu und 0 bis 10% Sn nach 2stündigem Glühen bei 650° und nachfolgendem langsamen Erkalten. Nach Campbell (1920).

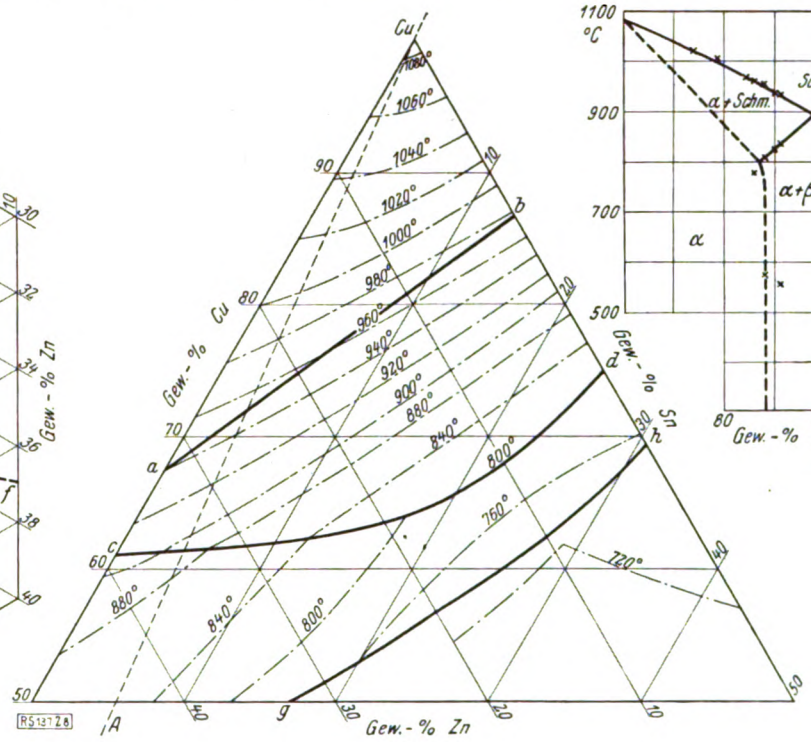


Abb. 8.

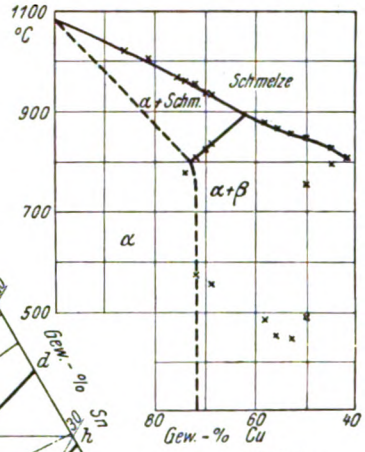


Abb. 9.

Abb. 8. Erstarrungsschaubild der kupferreichen Sn-Zn-Cu-Legierungen nach Tammann und Hansen (1924).

Abb. 9. Erstarrungsschaubild des Schnittes Cu—A in Abb. 8. (Nach Tammann-Hansen).

$ecbdf$ in Abb. 7 entspricht. Daraus folgt, daß die Gestalt des Dreiphasengebietes und die von ihm in der Konzentrationsebene eingenommene Fläche in den beiden Schaubildern sehr verschieden ist. Das Schaubild von Hudson-Jones gibt jedoch die Konstitutionsverhältnisse richtig wieder, da in einem Isothermendiagramm ein Dreiphasengebiet stets drei Ecken haben muß, die der Zusammensetzung der drei innerhalb des Gebietes miteinander im Gleichgewicht stehenden Phasen entsprechen. Es müssen sich also die Kurven, welche die Zweiphasengebiete $(\alpha + \gamma)$ und $(\beta' + \gamma)$ gegen das $(\alpha + \beta' + \gamma)$-Gebiet abgrenzen, in dem Zustandspunkt desjenigen γ-Mischkristalls schneiden, der mit dem α-Mischkristall b und dem β'-Mischkristall c im Gleichgewicht ist. In Abb. 7 kann das geschehen durch Verlängerung von bd über d hinaus. Die mit der Theorie in Widerspruch stehende Gestalt des $(\alpha + \beta' + \gamma)$-Gebietes in Abb. 7 fände ihre Deutung dieser Wärmetönungen ist mit Hilfe der von uns ausgearbeiteten Schnittschaubilder möglich (vgl. Abb. 38). Guillet stellte weiter fest, daß die (von ihm mit δ bezeichnete) γ-Kristallart durch Glühen bei 600 bis 800° in Lösung zu bringen ist.

Tammann und Hansen[18] haben die Konstitution der kupferreichen Legierungen mit Hilfe einer größeren Anzahl durch den Zustandspunkt des Kupfers gehender und von der Cu-Zn-Seite zur Cu-Sn-Seite verlaufender Schnitte vornehmlich thermisch untersucht. In Abb. 8 sind die Isothermen des Beginns der Erstarrung der α-Mischkristalle (innerhalb Cu cd) und der β-Mischkristalle (innerhalb $cdhg$) sowie die Projektion der Fläche der peritektischen Reaktion α + Schmelze $\rightarrow \beta$ ($abdc$) dargestellt. Von quantitativen Unterschieden abgesehen, deckt sich dieses Schaubild mit dem von Hoyt gegebenen (Abb. 4). Das in Abb. 9 dargestellte Schaubild des

Digitized by Google

Schnittes Cu—A aus Abb. 8 gibt eine Vorstellung von dem Verlauf der peritektischen Fläche in dem Konzentrationsgebiet der Zinnmessinge*.

Abb. 10 zeigt das von Tammann-Hansen unter Einbeziehung der von Hudson-Jones gewonnenen Teilergebnisse** aufgestellte Zustandschaubild der Kupferecke des Dreistoffsystems. *mn* ist die Grenzkurve des α-Mischkristallgebietes nach 6stündigem Glühen bei 760° und nachfolgendem langsamem Erkalten im Ofen. Im Gleichgewichtszustand ist die Sättigungsgrenze noch weiter nach kupferärmeren Konzentrationen verschoben. Wesentlich war die Feststellung, daß die γ (Cu-Zn)-Kristallart und die δ (CuSn)-Kristallart nicht lückenlos mischbar sind***. Dadurch erfahren die Konstitutionsverhältnisse eine weitere Verwicklung gegenüber den von Hoyt (Abb. 5) angenommenen. Wie aus dem großen γ-Feld in Abb. 10 hervorgeht, besitzt der γ (Cu-Zn)-Mischkristall ein beträchtliches Lösungsvermögen für

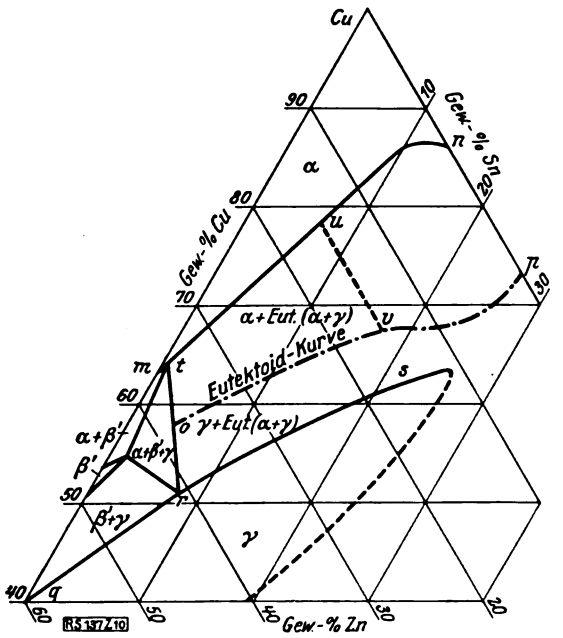


Abb. 10. Zustandschaubild der kupferreichen Sn-Zn-Cu-Legierungen nach Tammann und Hansen sowie Hudson und Jones.

Zinn. Die von Hoyt festgestellte Eutektoidkurve konnte bestätigt werden, doch verläuft sie nach der Cu-Zn-Seite zu nur bis zum Dreiphasengebiet ($\alpha + \beta' + \gamma$). Im Bereich *pvun* ist der Aufbau der Legierungen bei höheren Temperaturen recht verwickelter Natur. Ein Eingehen auf die von Tammann-Hansen gegebene Deutung der auf den Abkühlungskurven der Legierungen dieses Gebietes auftretenden Wärmetönungen erübrigt sich jedoch in diesem Zusammenhang, da diese Legierungen weit aus dem von uns untersuchten Konzentrationsbereich herausfallen. Wahrscheinlich gibt der in Abb. 10 gezeichnete kontinuierliche Verlauf der Eutektoidkurve *op* die Konstitutionsverhältnisse in den Legierungen mit weniger als 15% Zn (Kurve *uv*) nur angenähert wieder. Feststehen dürfte jedoch, daß das in Legierungen mit mehr als 15% Zn bis zur Grenze *tr* des ($\alpha + \beta' + \gamma$)-Gebietes auftretende Eutektoid aus α-Mischkristallen der Zusammensetzung *tu* und γ-Mischkristallen der Zusammensetzung *rs* aufgebaut ist.

Eigene Untersuchungen.

a) Experimentelles*.

Über die Arbeitsweise bei der Durchführung der Untersuchung (Herstellung der Legierungen, thermische Analyse, Glühungen u. a. m.) ist bereits in den ersten beiden Mitteilungen[1] ausführlich berichtet worden. Die Legierungen wurden hergestellt aus Elektrolytkupfer** und reinstem Zink und Zinn „Kahlbaum".

b) Thermische Untersuchung.

Da die Arbeiten von Hoyt und Tammann-Hansen nur einen Überblick über die Erstarrungsverhältnisse der ternären Zinnmessinge vermitteln, erwiesen sich ergänzende Versuche als notwendig, die das Ziel hatten: 1. die Temperaturen des Beginns der Erstarrung in dem von uns untersuchten Teil des Konzentrationsdreiecks genauer zu bestimmen, 2. über die Größe der Erniedrigung der Temperatur der peritektischen Reaktion α + Schmelze $\rightleftarrows \beta$ im Cu-Zn-

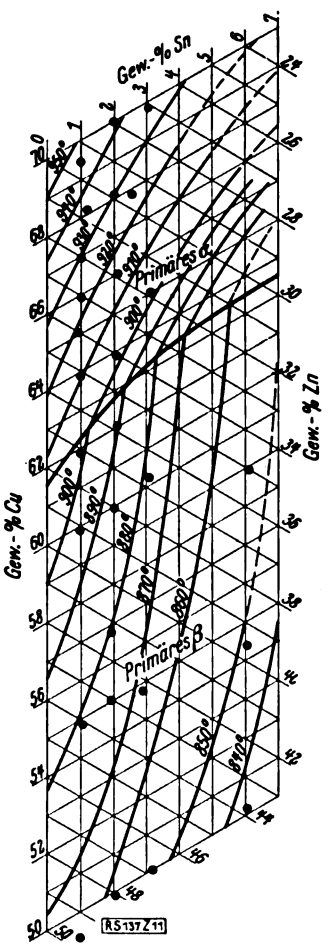


Abb. 11. Isothermen des Beginns der Erstarrung.

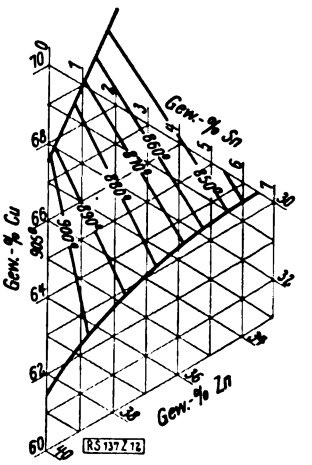


Abb. 12. Isothermen des Beginns der peritektischen Reaktion α + Schmelze $\rightarrow \beta$.

* In der Arbeit von Tammann-Hansen ist die peritektische Fläche als Raumschaubild dargestellt.

** Die Einfügung des Schaubildes von Hudson-Jones war mit einer geringfügigen Verschiebung des Punktes *d* in Abb. 6, jedoch unter voller Berücksichtigung der von den Verfassern festgelegten Zustandspunkte, möglich. Durch einige Stichversuche konnte die Existenz der ($\alpha + \beta' + \gamma$)- und ($\beta' + \gamma$)-Gebiete bestätigt werden.

*** Aus den neuerdings vorliegenden Röntgenuntersuchungen über die Systeme Cu-Zn und Cu-Sn folgt ebenfalls, daß die beiden genannten Kristallarten nicht lückenlos mischbar sein können.

* Bei den experimentellen Arbeiten hat uns Frl. Irmgard Gabrich in wirksamer Weise unterstützt.

** Der Mansfeld A.-G. für Bergbau und Hüttenbetrieb, Eisleben, sind wir für die kostenlose Überlassung des Kupfers zu Dank verpflichtet.

Digitized by Google

Zahlentafel 2.

Nr.	Legierung	Soll-Proz. Cu	Sn	Zn	Analyse-Proz. Cu	Sn	Zn (Diff.)	Mittlerer Sn-Gehalt Proz.	Legierung	Thermische Werte für die Erstarrung von Sn-Zn-Cu-Legierungen: Temperatur in °C. Beginn der Erstarrung	Beginn der Reaktion α + Schmelze $\rightarrow \beta$	Ende der Reaktion α + Schmelze $\rightarrow \beta$	Ende der Erstarrung
1	701*	70,0		29,0	69,44	1,04	29,52		701*	940	—	—	—
2	681	68,0		31,0	68,09	1,24	30,67		681	935	882	—	—
3	671	67,0		32,0	66,93	1,02	32,05		671	927	886	—	—
4	661	66,0		33,0	65,96	1,02	33,02		661	921	889	—	—
5	651	65,0		34,0	65,05	0,87	34,08		651	913	891	(887)	(887)
6	641	64,0	1,0	35,0	63,87	0,98	35,15	1,02	641	905	894	(889)	(889)
7	621**	62,0		37,0	61,88	0,97	37,15		621**	895	—	—	(890)
8	601	60,0		39,0	59,91	1,00	39,09		601	891	—	—	(886)
9	551	55,0		44,0	54,79	1,08	44,13		551	878	—	—	(872)
10	501	50,0		49,0	49,31	0,99	49,70		501	864	—	—	(859)
11	752	75,0		23,0	74,54	2,01	23,45		752	965	—	—	—
12	702	70,0		28,0	69,98	2,04	27,98		702	941	844	—	—
13	682	68,0		30,0	68,05	2,05	29,90		682	928	864	—	—
14	662	66,0		32,0	65,96	2,11	31,93		662	915	879	—	—
15	642	64,0		34,0	63,90	2,06	34,04		642	902	886	(881)	(881)
16	622	62,0	2,0	36,0	62,01	2,12	35,87	2,03	622	891	—	—	—
17	602	60,0		38,0	59,95	1,97	38,08		602	886	—	—	(882)
18	572	57,0		41,0	56,75	1,92	41,33		572	881	—	—	(871)
19	552	55,0		43,0	54,99	1,93	43,08		552	876	—	—	(867)
20	502	50,0		48,0	49,90	2,07	48,03		502	860	—	—	(854)
21	753	75,0		22,0	74,80	3,01	22,19		753	963	—	—	—
22	7253	72,5		24,5	72,20	3,14	24,66		7253	948	811	—	—
23	703	70,0		27,0	69,89	3,05	27,06		703	931	829	—	—
24	6753	67,5		29,5	67,82	2,54	29,64		6753	920	852	—	—
25	653	65,0	3,0	32,0	65,00	3,10	31,90	3,01	653	900	871	—	—
26	603	60,0		37,0	60,16	3,07	36,77		603	877	—	—	—
27	553	55,0		42,0	54,74	2,91	42,35		553	862	—	—	—
28	503	50,0		47,0	50,03	3,21	46,76		503	852	—	—	—
29	596	59,0		35,0	58,97	6,08	34,95		596	858	—	—	—
30	546	54,0	6,0	40,0	54,32	6,02	39,66	6,05	546	849	—	—	—
31	506	50,0		44,0	50,14	6,05	43,81		506	837	—	—	—

* Kondensatorrohrlegierung. ** Marinemessing.

System durch kleine Zinnzusätze Aufschluß zu bekommen und 3. die Größe des Temperaturbereiches, in dem sich diese Reaktion vollzieht, wenigstens angenähert zu bestimmen. Um gleichzeitig die mit Hilfe mikroskopischer Untersuchung ausgearbeiteten Schnittschaubilder für konstante Zinngehalte von 1%, 2% und 3% zu vervollständigen, wurden von den in Zahlentafel 2 angeführten Schmelzen (100 g Einwaage) Abkühlungskurven (Temperatur-Zeitkurven) aufgenommen. Auf die Bestimmung der Temperaturen der $\beta \rightleftarrows \beta'$ Umwandlung konnte verzichtet werden, da wir darüber durch die Untersuchung von Hudson-Jones (s. o.) hinreichend genau unterrichtet sind.

Die Ergebnisse der thermischen Analyse sind ebenfalls in Zahlentafel 2 zusammengestellt. In den Abb. 14 bis 16 sind die thermischen Werte durch liegende Kreuze gekennzeichnet. Die Temperaturen des Beginns der Erstarrung ordnen sich gut in die aus dem Isothermenschaubild von Tammann-Hansen entnommenen Liquidustemperaturen ein. Die peritektische Temperatur des Cu-Zn-Systems wird durch Zinnzusätze in steigendem Maße erniedrigt, und zwar ist diese Erniedrigung für die kupferreicheren Legierungen in Übereinstimmung mit Abb. 9 recht erheblich. Die maximale Erniedrigung beträgt in den Schnitten für 1 bzw. 2 und 3% Sn rd. 25° bzw. 55° und 85°. In Abb. 11 sind die Isothermen des Beginns der Erstarrung und in Abb. 12 die Isothermen des Beginns der peritektischen Reaktion α + Schmelze $\rightarrow \beta$ dargestellt*.

Die Temperatur des Endes der Erstarrung, die im Bereich der peritektischen Umsetzung mit dem Ende dieser Reaktion zusammenfällt, ließ sich nur in wenigen Fällen mit einiger Sicherheit bestimmen. Aus den in Zahlentafel 2 angegebenen Werten geht hervor, daß sich die peritektische Reaktion, sowie die Erstarrung der ternären β-Mischkristalle in einem kleinen Temperaturbereich (5 bis 10°) vollzieht.

c) Die Schnittschaubilder.

Der Aufbau der Dreistofflegierungen im Bereich von 70 bis 50% Cu und 0 bis 6% Sn** wurde mit Hilfe vertikaler Schnitte durch das Konzentrations-Temperatur-Prisma untersucht. Die Legierungen wurden unter Zugrundelegung des Zustandschaubildes von Hudson-Jones (Abb. 6), ausgewählt. Dadurch war es möglich, mit einer verhältnismäßig kleinen Anzahl Legierungen auszukommen (30 gegenüber 47 bei Hudson-Jones).

* In der Arbeit von Tammann-Hansen ist die peritektische Fläche als Raumschaubild dargestellt.

** Über die Lage dieses Gebietes im Konzentrationsdreieck s. Abb. 10.

Digitized by Google

Der Verlauf der Sättigungsfläche der ternären α-Mischkristalle brauchte nicht bestimmt zu werden, da ihre Festlegung Gegenstand einer früheren, bisher unveröffentlichten Untersuchung von Hansen war. Die in den Schnittschaubildern eingezeichneten Sättigungsgrenzen der α-Mischkristalle wurden aus dieser Arbeit übernommen.

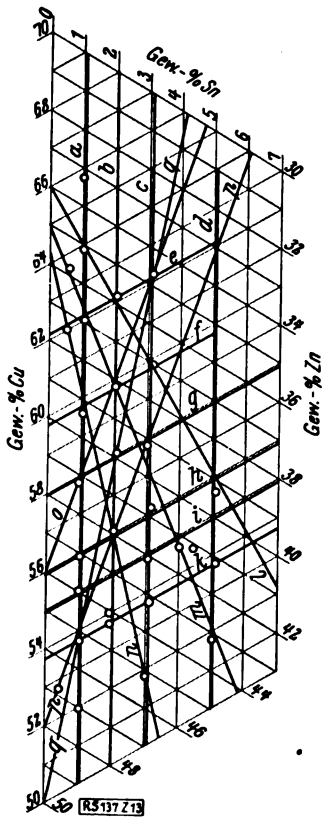


Abb. 13. Die Lage der Legierungen und Schnitte in der Konzentrationsebene.

bis q in der Konzentrationsebene zeigt Abb. 13. Die Abweichung der Zusammensetzungen von den Zinn- bzw. Kupfermittelwerten, für die die Schaubilder der Schnitte a bis k gezeichnet wurden, ist bei den Schnitten für konstante Zinngehalte durchweg kleiner als $\pm 0{,}1\%$ Sn, bei den Schnitten für konstante Kupfergehalte beträgt sie höchstens $\pm 0{,}2\%$ Cu.

Die in den Schnittschaubildern eingezeichneten Zustandspunkte wurden durch mikroskopische Prüfung geglühter und darauf abgeschreckter Proben gewonnen.

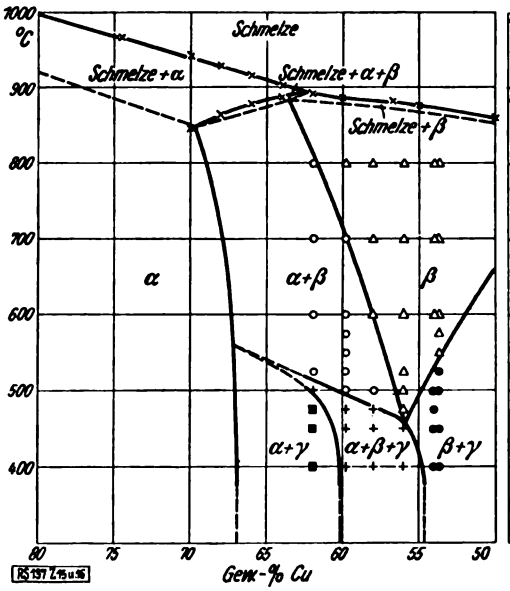


Abb. 15. Schaubild des Schnittes für konstanten Zinngehalt von 2,01% (Schnitt b in Abb. 13).

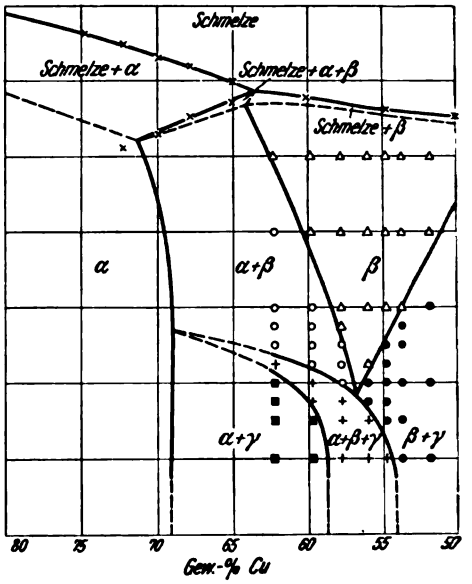


Abb. 16. Schaubild des Schnittes für konstanten Zinngehalt von 3,1% (Schnitt c in Abb. 13).

Die Lage der Legierungen, deren Zusammensetzungen der Zahlentafel 3 zu entnehmen sind, sowie der Schnitte a

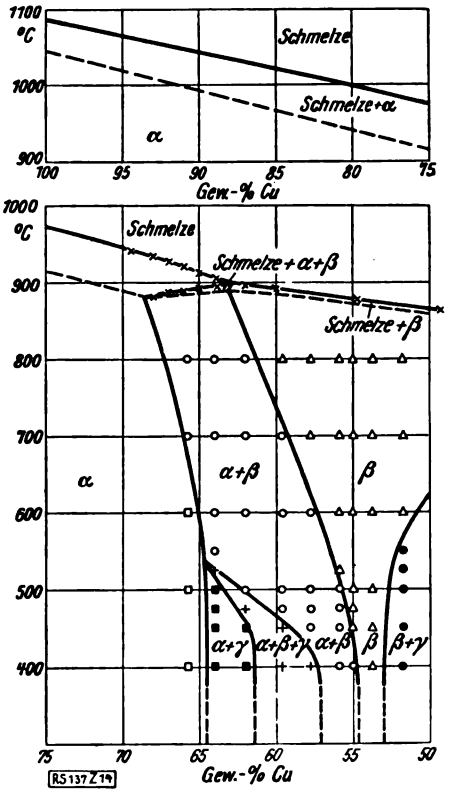


Abb. 14. Schaubild des Schnittes für konstanten Zinngehalt von 1,05% (Schnitt a in Abb. 13).

Über die Wärmebehandlungen gibt Zahlentafel 4 Aufschluß. Der genauere Verlauf der Grenzkurven (d. h. der Schnittkurven der Ebene des Schnittes mit den Grenzflächen der Zustandsräume) ergab sich aus der Kombination der Schaubilder der vertikalen Schnitte und der horizontalen (Isothermen-)Schnitte.

Von den in Abb. 14 bis 16 dargestellten Schaubildern der Schnitte für konstante Zinngehalte von 1%, 2% und 3% erstreckt sich das erste bis zum Cu-Sn-System, während die beiden anderen nur bis zu einem Kupfergehalt von 80% gezeichnet wurden.

Aus Abb. 14 geht hervor, daß der Verlauf der Sättigungsflächen der ternären α- und β-Mischkristalle bei einem Zinngehalt von 1% dem Verlauf der entsprechenden Sättigungskurven im Cu-Zn-System durchaus analog ist. Die Zusammensetzung des bei 400° gesättigten α-Mischkristalls und des an Zink gesättigten β-Mischkristalls ist jedoch bereits wesentlich zu kupferreichen Konzentrationen verschoben. Für Temperaturen unter 550° erfahren die im Cu-Zn-System vorliegenden Konstitutionsverhältnisse durch einen Sn-Zusatz von nur 1% durch das Auftreten der spröden γ-Kristallart in den Legierungen mit 64,5% bis 57% Cu eine durchgreifende Veränderung. Man erkennt, daß die Ebene des Schnittes mit abnehmendem Kupfergehalt nacheinander die sechs Zustandsräume α, $(\alpha + \gamma)$, $(\alpha + \beta + \gamma)$, $(\alpha + \beta)$, β und $(\beta + \gamma)$ schneidet. Die γ-Kristallart tritt also (bei Temperaturen unter 400°) sowohl in Legierungen mit 64,5 bis 57% Cu, als auch in solchen mit weniger als

Digitized by Google

Zahlentafel 3.
Zusammensetzung der gegossenen Legierungen*.

Nr.	Leg.	Soll-Proz.			Analyse-Proz.		
		Cu	Sn	Zn	Cu	Sn	Zn (Diff.)
1	661	66,0	1,0	33,0	65,76	1,05	33,19
2	6405	64,0	0,5	35,5	63,81	0,58	35,61
3	641	64,0	1,0	35,0	63,92	1,02	35,06
4	6205	62,0	0,5	37,5	61,97	0,58	37,45
5	621	62,0	1,0	37,0	62,04	1,12	36,84
6	622	62,0	2,0	36,0	62,17	2,05	35,78
7	623	62,0	3,0	35,0	62,25	3,13	34,62
8	601	60,0	1,0	39,0	59,58	1,06	39,36
9	602	60,0	2,0	38,0	59,81	2,06	38,13
10	603	60,0	3,0	37,0	59,83	3,15	37,02
11	581	58,0	1,0	41,0	57,80	1,02	41,18
12	582	58,0	2,0	40,0	58,05	2,08	39,87
13	583	58,0	3,0	39,0	57,81	3,01	39,18
14	561	56,0	1,0	43,0	55,86	1,04	43,10
15	562	56,0	2,0	42,0	56,04	2,03	41,93
16	563	56,0	3,0	41,0	56,09	3,16	40,75
17	565	56,0	5,0	39,0	55,55	5,08	39,37
18	551	55,0	1,0	44,0	55,05	0,99	43,96
19	553	55,0	3,0	42,0	54,79	3,09	42,12
20	554	55,0	4,0	41,0	54,67	3,96	41,37
21	(584)	58,0	4,0	38,0	54,43	4,43	41,14
22	541	54,0	1,0	45,0	53,70	1,04	45,26
23	(552)	55,0	2,0	43,0	54,06	1,93	44,01
24	542	54,0	2,0	44,0	53,67	1,92	44,41
25	543	54,0	3,0	43,0	53,65	3,14	43,21
26	545	54,0	5,0	41,0	53,68	5,09	41,23
27	5305	53,0	0,5	46,5	52,66	0,53	46,81
28	521	52,0	1,0	47,0	51,82	1,07	47,11
29	523	52,0	3,0	45,0	51,74	3,07	45,19
30	525	52,0	5,0	43,0	51,74	5,02	43,24

Zahlentafel 4.
Wärmebehandlung der Legierungen.

Abschreck-temp. °C	Wärmebehandlung
800	2 Std. bei 800° geglüht und abgeschreckt
700	4 Std. bei 700° geglüht und abgeschreckt
600	1 Tag bei 620 bis 625° geglüht, im Verlaufe von etwa 4 Std. auf 600° abgekühlt, 6 Std. bei 600±2° geglüht und abgeschreckt
575	2 Stf. bei 700° geglüht, auf 600° abgekühlt, 1 Tag bei 600° geglüht, auf 575° abgekühlt und 6 Std. bei 575 ± 3° geglüht und abgeschreckt
550	2 Std. bei 700° geglüht, auf 600° abgekühlt, 1 Tag bei 600° geglüht, auf 550° abgekühlt und 6 Std. bei 550 ± 2° geglüht und abgeschreckt
525	1 Tag bei 600° geglüht, auf 525° abgekühlt, 2 Tage bei 525 ± 3° geglüht und abgeschreckt
500	1 Tag bei 600° geglüht, auf 500° abgekühlt, 2 Tage bei 500 ± 3° geglüht und abgeschreckt
475	1 Tag bei 600° geglüht, auf 500° abgekühlt, 1 Tag bei 500° geglüht, auf 475° abgekühlt und 2 Tage bei 475 ± 3° geglüht und abgeschreckt
450	1 Tag bei 600° geglüht, auf 500° abgekühlt, 2 Tage bei 500° geglüht, auf 450° abgekühlt, 2 Tage bei 450 ± 3° geglüht und abgeschreckt
450	4 Std. bei 700° geglüht und abgeschreckt und darauf 2 Tage bei 450° angelassen und abgeschreckt
400	2 Std. bei 800° geglüht und abgeschreckt und darauf 3 Tage bei 400 ± 3° angelassen und abgeschreckt
Raum-temperatur	2 Std. bei 800° geglüht, auf 600° abgekühlt, 1 Tag bei 600° geglüht, auf 400° abgekühlt, 2 Tage bei 400° geglüht und darauf auf Raumtemperatur abgekühlt

53% Cu auf. Aus Abb. 14 geht weiter hervor, daß die Kondensatorrohrlegierung 70:29:1 Cu:Zn:Sn im Gleichgewichtszustand bei Temperaturen zwischen Soliduspunkt und Raumtemperatur im α-Zustandsraum liegt. Nach schnellem Erstarren aus dem Schmelzfluß, wie beim Gießen, können jedoch kleine γ-Einschlüsse in Form des $(\alpha + \gamma)$-Eutektoids in der Legierung vorhanden sein[10]. Das „Marinemessing" mit 62% Cu, 1% Sn, Rest Zn besteht im Gleichgewichtszustand aus α-Kristallen mit γ-Einlagerungen.

Bei Sn-Gehalten von 2% und 3% (Abb. 15 und 16) liegen die Zustandsräume $(\alpha + \beta)$ und β — im Gegensatz zu Abb. 14 — nur bei Temperaturen oberhalb etwa 450°. Der $(\alpha+\gamma)$-Raum nimmt mit steigendem Sn-Gehalt durch Verschiebung seiner Grenzflächen sowohl zu höheren Temperaturen als auch zu kupferreicheren und kupferärmeren Konzentrationen erheblich an Ausdehnung zu.

Damit verbunden ist eine mit wachsendem Sn-Gehalt fortschreitende Verlagerung des $(\alpha + \beta + \gamma)$-Raumes zu kupferärmeren Legierungen und gleichzeitig eine Ausdehnung nach höheren Temperaturen hin. Insbesondere wird der oberhalb des $(\alpha + \gamma)$-Raumes liegende Teil des Dreiphasenraumes mit steigendem Sn-Gehalt in horizontaler Richtung stark vergrößert, während der sich nach tieferen Temperaturen hin erstreckende Teil des Dreiphasenraumes bei Sn-Gehalten oberhalb 2% immer mehr zusammenschrumpft. Das geht deutlich aus einem Vergleich der Schnittschaubilder für konstante Sn-Gehalte

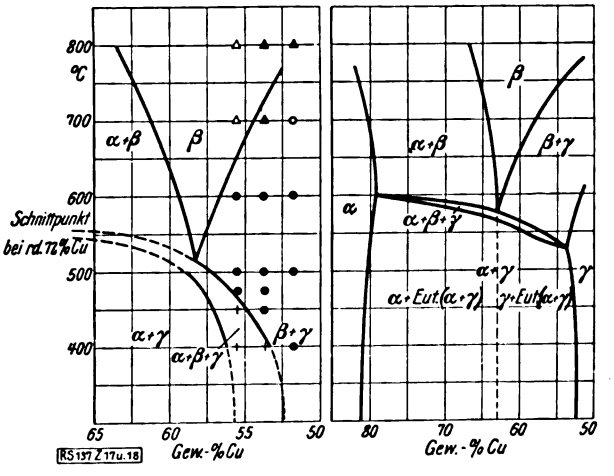


Abb. 17. Abb. 18.

Abb. 17. Ausschnitt aus dem Schaubild des Schnittes für konstanten Zinngehalt von 5% (Schnitt *d* in Abb. 13).

Abb. 18. Schema des Schnittes für konstanten Zinngehalt von etwa 10%. (Kleinerer Maßstab der Konzentrationsachse als in Abb. 14 bis 17.)

von 2%, 3% und 5% hervor (Abb. 15 bis 17). Der Schnitt für 10% Sn, der in Abb. 18 schematisch dargestellt ist, schneidet den $(\alpha + \beta + \gamma)$-Raum nur noch bei Tempera-

* Die Schmelzen (200 g Einwaage) wurden zu Vierkantstäben von 12 × 12 mm Querschnitt in eine schwach vorgewärmte Eisenkokille von 15 mm Wanddicke vergossen.

Digitized by Google

turen oberhalb etwa 550°, d. h. alle Legierungen zwischen dem α-Raum und γ-Raum bestehen bei gewöhnlicher Temperatur nur aus α- und γ-Kristallen. Abb. 18 veranschaulicht den Zerfall des β-Mischkristalls in das bereits mehrfach genannte Eutektoid ($\alpha + \gamma$). (Die Bildung des Eutektoids erfolgt im Dreistoffsystem in einem Temperaturintervall, das in Abb. 18 durch den schmalen ($\alpha + \beta + \gamma$)-Raum angedeutet ist.)

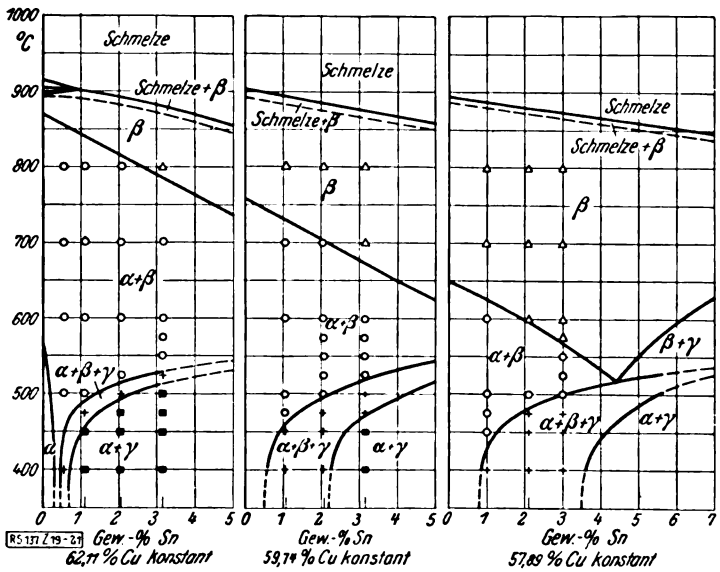


Abb. 19. Abb. 20. Abb. 21.

Abb. 19 bis 21. Schaubilder der Schnitte für konstante Kupfergehalte (Schnitt *e* bis *g* in Abb. 13).

Die Zustandsänderungen der einzelnen Legierungen bei Änderung der Temperatur sind aus den Schaubildern abzulesen. Insbesondere sei auf die verschiedenen Phasenumwandlungen in Legierungen gleichen Cu-Gehaltes hingewiesen, die sich aus der gegenseitigen Verlagerung der einzelnen Zustandsräume mit steigendem Sn-Gehalt (d. h. von Abb. 14 bis 18) ergeben. Beispiele verschiedenartiger Entmischung des β-Mischkristalls mit fallender Temperatur werden bei Besprechung des mikroskopischen Gefüges gegeben.

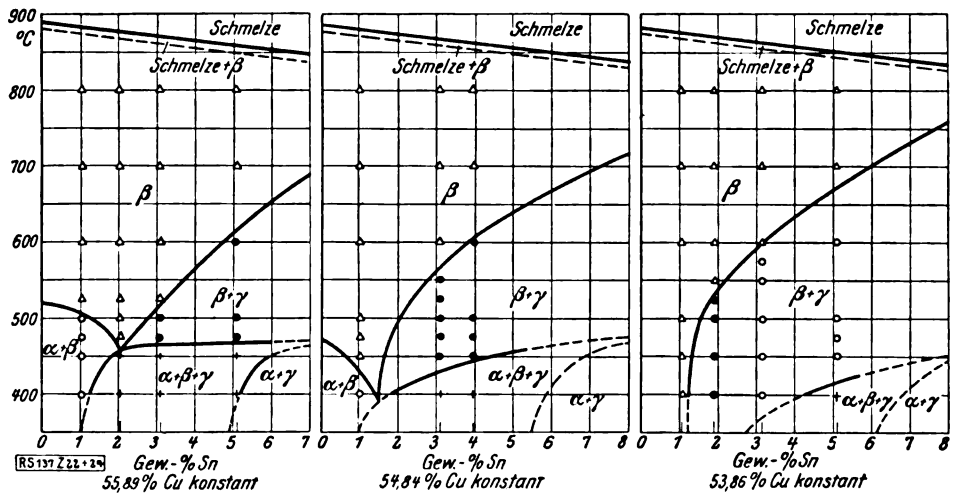


Abb. 22. Abb. 23. Abb. 24.

Abb. 22 bis 24. Schaubilder der Schnitte für konstante Kupfergehalte (Schnitt *h* bis *k* in Abb. 13).

In den Abb. 19 bis 24* sind die Schaubilder der Schnitte für konstante Cu-Gehalte dargestellt. Mit Hilfe dieser Schnitte erhält man eine Vorstellung von dem räumlichen Verlauf der beiden Sättigungsflächen des β-Mischkristalles (der $\beta(\alpha + \beta)$- und der $\beta(\beta + \gamma)$-Fläche) und der Begrenzungsflächen des Dreiphasenraumes mit steigendem Sn-Gehalt der Legierungen. Insbesondere ist jedem einzelnen Schaubild die Größe des Sn-Gehaltes zu entnehmen, der — bei gleichbleibendem Cu-Gehalt der Legierungen — zum Auftreten der γ-Kristallart neben α- und β-Kristallen führt. Dieser Gehalt nimmt in den Schnitten für Cu-Gehalte zwischen 62 und 58% (Abb. 19 bis 21) sowohl mit steigender Temperatur (d. h. in jedem einzelnen Schaubild), als auch mit fallendem Cu-Gehalt** (d. h. von Abb. 19 nach Abb. 21) zu. Da mit abnehmendem Cu-Gehalt die Menge des β-Mischkristalls auf Kosten der Menge des α-Mischkristalls zunimmt, folgt, daß Zinn in β-Messing stärker löslich ist als in α-Messing, das an Zink gesättigt ist. In den Schnitten für Cu-Gehalte unter 58% (Abb. 22 und 23) kommt die zu erwartende fortschreitende Löslichkeitssteigerung von Zinn im ($\alpha + \beta$)-Messing durch die starke Ausdehnung des ($\beta + \gamma$)-Raumes nach höheren Cu- und kleineren Sn-Gehalten, sowie gleichzeitig nach tieferen Temperaturen nicht mehr zur Auswirkung***.

Abb. 25 bis 30 (Schnitte *l* bis *q* aus Abb. 13) vermitteln weitere Einblicke in den Verlauf der Löslichkeitsflächen im Konzentrations-Temperaturraum. Diese Schnitte wurden durch ihn derart gelegt, daß sie unter Verwendung möglichst vieler von uns untersuchter Legierungen die einzelnen Zustandsräume unter verschiedenen Winkeln und in verschiedenen Teilen schneiden†.

* Es sei darauf hingewiesen, daß der Maßstab der Konzentrationsachse in Abb. 19 bis 24 dem Maßstab der Abb. 13 entspricht und 2,5 mal größer ist als derjenige der Abb. 14 bis 17. Die Abb. 25 bis 30 sind aus Gründen der Platzersparnis in einem etwas kleineren Maßstab gezeichnet.

** Z. B. beträgt der Sn-Gehalt, der bei 400° zum Auftreten der γ-Kristallart führt in Abb. 19 etwa 0,45%, in Abb. 20 0,6%, in Abb. 21 0,8%. Bei 500° sind die entsprechenden Sn-Gehalte 1,4%, 2,2% und 3,1%.

*** Bei 400° nimmt jedoch die Löslichkeit mit weiter abnehmendem Cu-Gehalt der Legierungen (d. h. von Abb. 22 nach Abb. 23) auch weiter zu. Der Sn-Gehalt, der zum Auftreten der γ-Kristallart neben α- und β-Kristallen führt, beträgt hier etwa 1,2% bzw. 1,5%.

† In den Abb. 25 bis 30 ist auf der Konzentrationsachse die Bezeichnung der Legierungen angegeben. Die in Klammern eingeschlossenen Legierungen liegen ein wenig außerhalb der Ebene des Schnittes.

Digitized by Google

Einzelheiten vgl. in den Schaubildern Abb. 25 bis Abb. 30.

Etwas näher sei nur auf das Schaubild des Schnittes *q* eingegangen. Während nämlich die Schaubilder der Schnitte *l*, *m*, *n*, *o* und *p* nur für den Konzentrationsbereich der Abb. 13 gezeichnet wurden, gibt dieses Schaubild die ganze Schnittebene bis zum Schnitt mit dem Cu-Sn-System bei 90% Cu, 10% Sn wieder und gestattet somit einen Einblick in den Aufbau der Legierungen, die außerhalb des von uns näher untersuchten Teiles des Dreistoffsystems liegen. Die Ebene des Beginns der peritektischen Reaktion α + Schmelze → β, deren Projektion auf die Konzentrationsebene in Abb. 8 durch die Fläche *abcd* dargestellt ist, wird von der Ebene des Schnittes in einem bedeutend ausgedehnteren Konzentrationsgebiet geschnitten als von den Schnitten für konstante Sn-Gehalte von 1 bis 3% (Abb. 14 bis 16). Die Sättigungsfläche des α-Mischkristalls, die ebenfalls von der Schnittebene geschnitten wird*, verläuft nach den Untersuchungen von Hansen ganz analog der Sättigungsgrenze des α-Mischkristalls im Cu-Sn-System (Abb. 2), d. h. die Löslichkeit von Zn+Sn in Kupfer nimmt mit fallender Temperatur zunächst zu und darauf wieder ab. Die Temperatur, bei der die Richtungsänderung der α-Sättigungsfläche in diesem Konzentrationsbereich stattfindet, kann man mit einiger Sicherheit zu etwa 600° annehmen*, und zwar wird die Löslichkeitsabnahme mit sinkender Temperatur durch das Auftreten der γ-Kristallart hervorgerufen.

In den Abb. 31 bis 36 sind die Ergebnisse der Gefügebeobachtungen als Schaubilder von Horizontalschnitten bei 800, 700, 600, 500, 450 und 400° ausgewertet (Isothermenschaubilder). Während bei 800, 700 und 600° nur die Sättigungsflächen der α- und β-Mischkristalle ge-

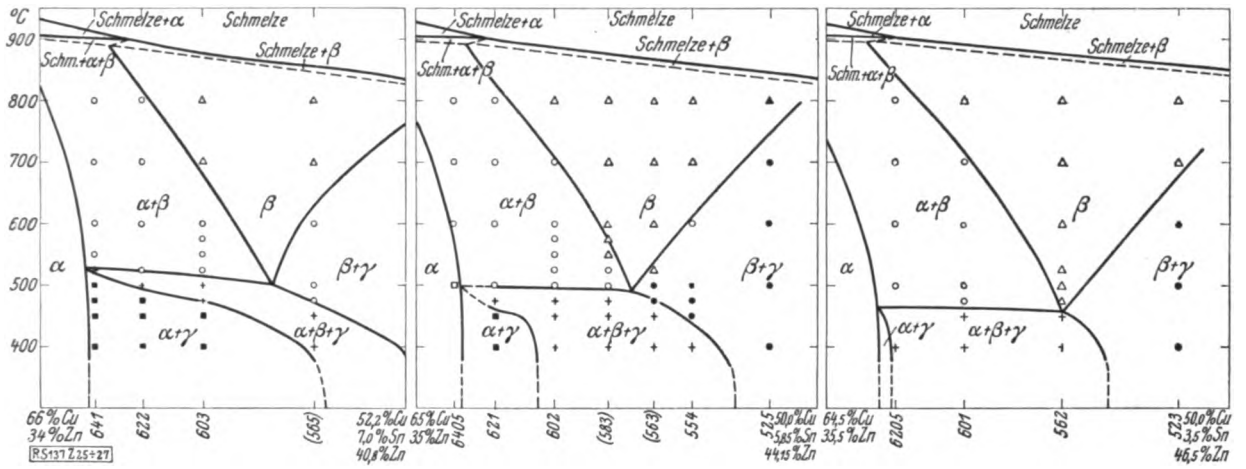


Abb. 25. Schaubild des Schnittes *l* in Abb. 13. Abb. 26. Schaubild des Schnittes *m* in Abb. 13. Abb. 27. Schaubild des Schnittes *n* in Abb. 13.

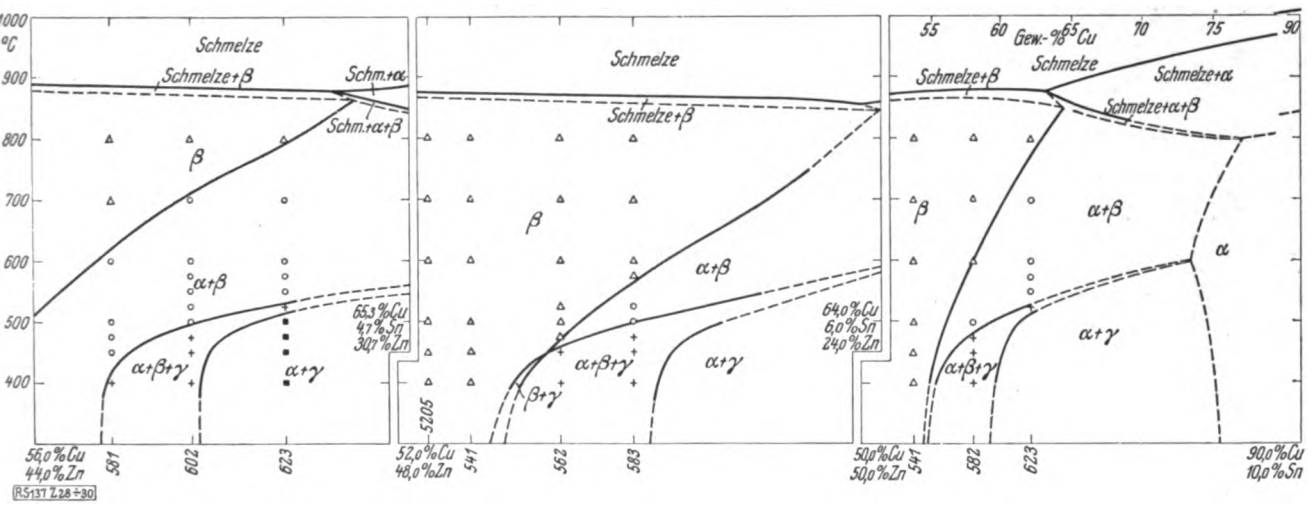


Abb. 28. Schaubild des Schnittes *o* in Abb. 13. Abb. 29. Schaubild des Schnittes *p* in Abb. 13. Abb. 30. Schaubild des Schnittes *q* in Abb. 13.

schnitten werden, die Legierungen also mit abnehmendem Cu-Gehalt nacheinander aus α- bzw. (α + β)-, β- und (β + γ)-Kristallen bestehen, wird der Aufbau der Legierungen bei 500° und tieferen Temperaturen dadurch, daß die Horizontalebenen auch den (α + γ)- und (α + β + γ)-Raum durchschneiden, verwickelter. Im einzelnen geht aus den Abb. 31 bis 36 hervor, daß 1. die Sättigungsgrenzen des binären α- und β-Mischkristalls wesentlich zu kupferreicheren Konzentrationen verschoben werden, 2. die (α + β)-, β- und (β + γ)-Räume mit fallender Temperatur zusammenschrumpfen, 3. der Horizontalschnitt durch den (α + β + γ)-Raum, wie es die Theorie fordert,

* Die Ebenen der Schnitte *o* und *p* schneiden die Sättigungsfläche des α-Mischkristalls nicht mehr, sondern treffen bei etwa 15,0 bzw. 16,0% Sn auf die Ebene des Cu-Sn-Schaubildes (vgl. Abb. 2).

* Nach den thermischen Werten von Hoydt und Brinton[13] (vgl. Abb. 38).

Digitized by Google

ein Dreieck darstellt, dessen Größe mit fallender Temperatur stark zunimmt.

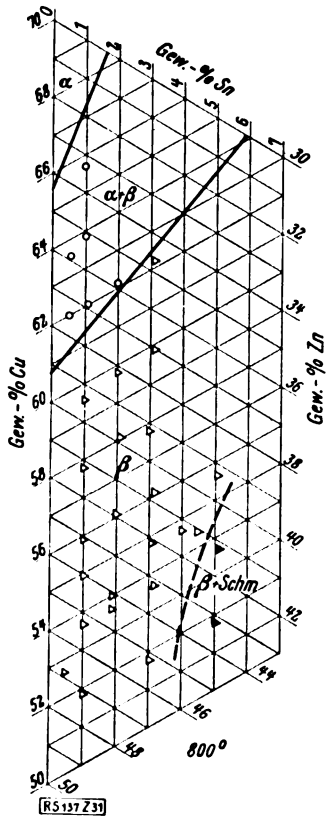


Abb. 31. Die Löslichkeitsgrenzen bei 800°.

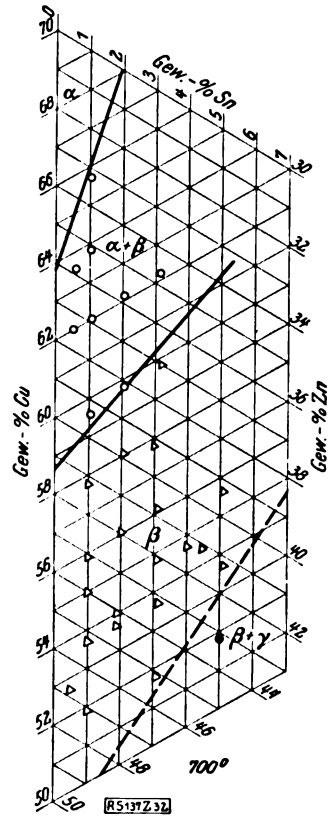


Abb. 32. Die Löslichkeitsgrenzen bei 700°.

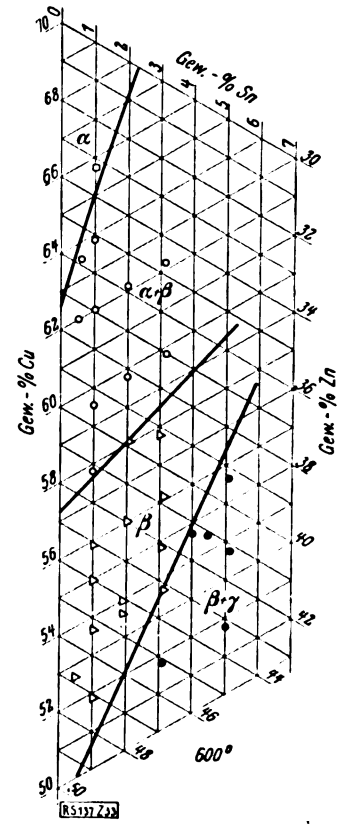


Abb. 33. Die Löslichkeitsgrenzen bei 600°.

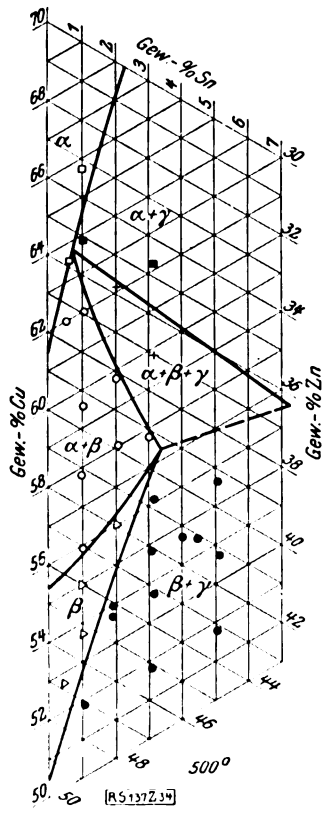


Abb. 34. Die Löslichkeitsgrenzen bei 500°.

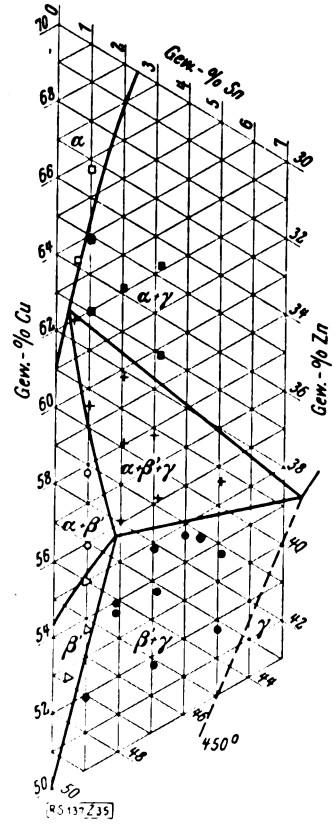


Abb. 35. Die Löslichkeitsgrenzen bei 450°.

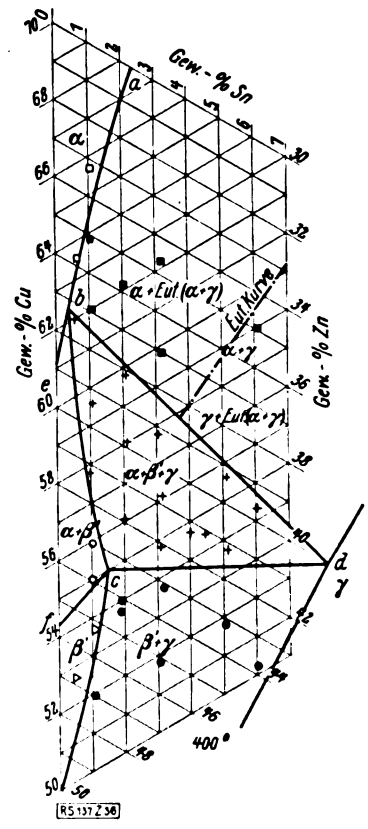


Abb. 36. Die Löslichkeitsgrenzen bei 400°.

Da eine unterhalb 400° stattfindende weitere Löslichkeitsabnahme von Zinn infolge der Diffusionsträgheit bei diesen Temperaturen praktisch nicht mehr zur Auswirkung gelangt, so stellt der in Abb. 36 durch den Linienzug *abcf* begrenzte Sn-Gehalt den Höchstgehalt an Zinn dar, der den technischen Messinglegierungen ohne ernstliche Gefährdung ihrer mechanischen Eigenschaften zugesetzt werden kann. Mit steigender Temperatur wer-

Digitized by Google

den die Grenzen der α-, $(\alpha + \beta)$- und β-Gebiete in den Isothermendiagrammen stark nach größeren Sn-Gehalten verschoben. Durch Glühen von zinnhaltigen Messinglegierungen bei etwa 600° und so rasches Abkühlen, daß eine Ausscheidung der γ-Kristallart verhindert wird, ist also eine wesentliche Verbesserung der mechanischen Eigenschaften, insbesondere des Formänderungsvermögens, zu erreichen[17].

Das für 400° geltende Isothermendiagramm (Abb. 36) stimmt mit dem Schaubild von Hudson-Jones (Abb. 6) auch quantitativ recht gut überein. Die Zusammensetzung des ternären β-Mischkristalls c, der in den Legierungen des Dreiecks bcd mit dem ternären α-Mischkristall b und dem ternären γ-Mischkristall d im Gleichgewicht steht, ist mit der von Hudson-Jones gefundenen praktisch identisch (c = 55,0 Cu; 1,5% Sn; 43,5% Zn). Dagegen ist der ternäre α-Mischkristall b infolge der neuerdings zu 61,0 Cu bestimmten Zusammensetzung des gesättigten α (Cu-Zn)-Mischkristalls zu einer etwas Cu-ärmeren Konzentration verschoben (b = 62,3% Cu; 0,4% Sn; 37,3% Zn). Der Punkt d, der der Zusammensetzung des ternären γ-Mischkristalls entspricht, ist ebenfalls gegenüber dem von Hudson-Jones bestimmten verschoben; er liegt dort, wo ihn Tammann-Hansen bereits früher annahmen* (d = etwa 52% Cu; 8% Sn; 40% Zn). Der in Abb. 36 gezeichnete Teil der Eutektoidkurve wurde der Abb. 10 entnommen.

Eine räumliche Darstellung der Konstitution der Zinnmessinge in einer Ebene ist bei der großen Zahl und dem verwickelten Ineinandergreifen der Zustandsräume sehr schwierig. Um jedoch dem Leser die räumliche Vorstellung zu erleichtern, haben wir versucht, einen Teil des Konzentrations-Temperaturraumes in Abb. 37 wiederzugeben. Die Darstellung ist schematisch; insbesondere ist die α-Sättigungsgrenze der besseren Übersichtlichkeit halber stark nach Cu-ärmeren Konzentrationen umgebogen. Um die Begrenzungsflächen des Dreiphasenraumes hervorzuheben, sind die Ebenen, in denen die Schnitte für konstante Sn-Gehalte von 2%, 4%, 6% und 10% den Dreiphasenraum schneiden, kulissenartig in den Raum gestellt und durch andersartige Schraffur voneinander unterschieden. Man erkennt, daß diese Flächen mit zunehmendem Sn-Gehalt schmaler werden; gleichzeitig wird aber der nach Cu-reicheren Konzentrationen hin gerichtete Teil immer länger*. Von dem Schnitt für konstanten Sn-Gehalt von 10% wird der $(\alpha + \beta + \gamma)$-Raum nur noch bei höheren Temperaturen geschnitten (vgl auch Abb. 18). Außerdem sind in Abb. 37 Teile der durchsichtig gedachten Sättigungsflächen des ternären β-Mischkristalls eingezeichnet. Die vordere Fläche entspricht der beginnenden Ausscheidung von γ-Kristallen, die hintere der Ausscheidung von α-Kristallen. Beide Flächen schneiden sich in der Raumkurve $rstuc$, die auf dem „Rücken" des $(\alpha + \beta + \gamma)$-Raumes verläuft und im Punkte c endet. Bei Sn-Gehalten unter 1,5% (Punkt c) treffen die beiden Flächen in den Kurven cv bzw. cw auf die Konzentrationsebene und enden in der $\beta(\beta + \gamma)$- bzw. $\beta(\alpha + \beta)$-Grenzkurve des Cu-Zn-Systems.

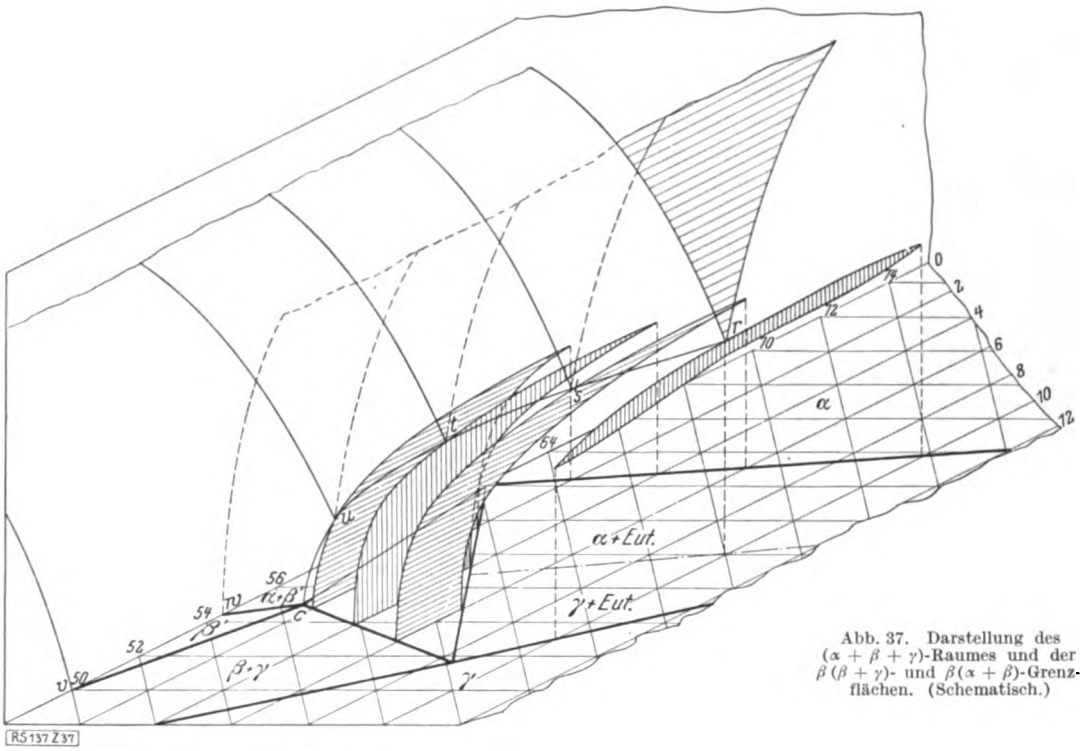


Abb. 37. Darstellung des $(\alpha + \beta + \gamma)$-Raumes und der $\beta(\beta + \gamma)$- und $\beta(\alpha + \beta)$-Grenzflächen. (Schematisch.)

Im Abschnitt „Frühere Untersuchungen über das Dreistoffsystem" wurde mehrfach auf die von anderen Forschern ausgeführten thermischen Untersuchungen hingewiesen. Da nunmehr die Phasenumwandlungen aufgeklärt sind, ist eine Deutung der thermischen Effekte möglich.

---

* Vgl. Anmerkung ** auf S. 8 linke Spalte.

* In Wirklichkeit ist die Verlängerung des spitzen Teiles der Flächen mit zunehmendem Sn-Gehalt wesentlich größer, als in Abb. 37 dargestellt ist, da die α-Sättigungsfläche bei höheren Cu-Gehalten verläuft.

Digitized by Google

Die in Legierungen mit 80 bis 50% Cu und 1 bis 10% Sn festgestellten Umwandlungstemperaturen haben wir in Abb. 38 zusammengestellt, und zwar wurde in den Fällen, in denen die Umwandlungstemperatur sowohl beim Erhitzen als beim Erkalten bestimmt wurde, die mittlere Temperatur angenommen. Die übrigen Temperaturen wurden auf Abkühlungskurven gefunden. Die in Klammern eingeschlossenen Werte beziehen sich auf die Temperatur der $\beta \rightleftarrows \beta'$-Umwandlung; bei den Legierungen mit 56 bis 53% Cu und etwa 5% Sn ist allerdings eine Trennung der Temperatur dieser Umwandlung von der Temperatur des Entmischungsvorganges nicht sicher.

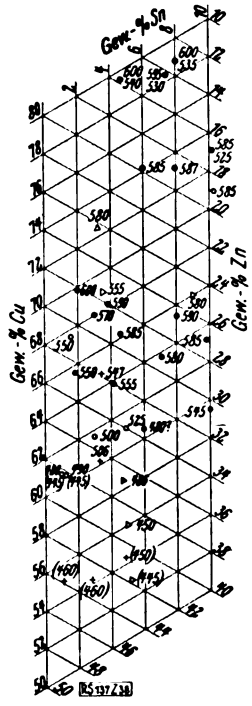


Abb. 38. Umwandlungstemperaturen von Zinnmessingen nach Hoyt und Hoyt-Brinton (●), Hudson-Jones (+), Guillet (○) und Tammann-Hansen (△).

Vergleicht man die in Abb. 38 eingetragenen Temperaturen mit den Schaubildern der Schnitte für konstante Sn-Gehalte und konstante Cu-Gehalte (Abb. 14 bis 24), so sieht man, daß die durch die thermischen Kurven angezeigten Wärmetönungen bei fallender Temperatur auf die gleichzeitige Ausscheidung von α- und γ-Kristallen aus dem β-Mischkristall, die in einem Teil der Legierungen unter völliger Auszehrung von β-Kristallen (eutektoider Zerfall) vor sich geht, zurückzuführen sind. In Übereinstimmung mit den Schnittschaubildern wird die Temperatur dieser Reaktion sowohl mit steigendem Cu-Gehalt als auch mit steigendem Sn-Gehalt erhöht*. Berücksichtigt man, daß die mit Hilfe der thermischen Analyse festgestellte Temperatur von derartigen Ausscheidungs- und Lösungsvergängen stark vom Wärmefluß abhängt, so ist die Übereinstimmung mit den von uns mit Hilfe mikroskopischer Untersuchungen bestimmten Temperaturen gut zu nennen.

d) Das mikroskopische Gefüge der Zinnmessinge.

Das Feingefüge der Schliffe wurde mit Hilfe von ammoniakalischer Kupferammoniumchloridlösung (Ätzmittel *A*), salzsaurer Eisenchloridlösung (Ätzmittel *B*) und Ammoniak (Ätzmittel *C*) entwickelt**. Bei den in Abb. 39 bis 62 dargestellten Gefügeaufnahmen ist nur die Abschrecktemperatur angegeben; die vollständige Wärmebehandlung ist der Zahlentafel 4 zu entnehmen.

Die Legierung mit 65,75% Cu, 1,05% Sn besteht im Gleichgewichtszustand nach Abb. 14 bei Temperaturen unterhalb etwa 675° nur aus α-Mischkristallen, oberhalb dieser Temperatur aus α- und β-Mischkristallen. Im gegossenen Zustand liegen dagegen infolge der schnellen Abkühlung nach dem Gießen alle drei Kristallarten, α, β und γ, in der Legierung vor (Abb. 39). Diese Feststellung ist insofern wichtig, als sie beweist, daß die zwischen den einzelnen Zustandsräumen verlaufenden Grenzflächen im Ungleichgewicht je nach den Abkühlungsbedingungen mehr oder weniger verschoben sein können. Ein weiteres Beispiel für die Unterdrückung von Phasenänderungen während des schnellen Erkaltens nach dem Gießen ist das in Abb. 40 wiedergegebene Gußgefüge der Legierung mit 62,04% Cu, 1,12% Sn*, die nach Abb. 14 im Gleichgewicht aus einem Gemenge von α- und γ-Kristallen besteht. Abb. 40 zeigt jedoch α- und β-Kristalle; die Bildung der γ-Kristallart ist demnach verhindert worden, d. h. die Zustandsänderung dieser Legierung ist nach dem Erkalten in der Kokille bei einer Temperatur oberhalb 500° zum Stillstand gekommen. Ähnliche Beispiele ließen sich in großer Zahl anführen.

Zur näheren Erläuterung der Schnittschaubilder werden im folgenden zunächst die mit fallender Temperatur auftretenden Gefügeänderungen an Hand einiger Legierungen aus verschiedenen Schnitten für konstante Zinngehalte (Abb. 14—17) besprochen. Die Legierung mit 63,92% Cu, 1,02% Sn (vgl. Abb. 14) besteht bei Temperaturen zwischen Soliduspunkt und 530° aus primären α-Mischkristallen mit β-Einlagerungen, deren Menge, wie die Abb. 41 und 42 zeigen, mit fallender Temperatur abnimmt. Bei etwa 530° beginnt die Ausscheidung von γ-Kristallen, so daß bei 525° alle drei Kristallarten, α, β und γ, nebeneinander vorliegen (Abb. 43). Unterhalb etwa 515 bis 520° sind die β-Kristalle verschwunden; die Legierung besteht dann nur noch aus $\alpha + \gamma$ (Abb. 44).

Als weitere Beispiele für Legierungen mit analogen Gefügeänderungen bei sinkender Temperatur sei die Legierung mit 62,04% Cu, 1,12% Sn (Abb. 14), die der Zusammensetzung nach dem „Marinemessing" entspricht, sowie die zinnreichere Legierung mit 62,25% Cu, 3,13% Sn (Abb. 16) herausgegriffen. Die gleichzeitige Ausscheidung von α- und γ-Kristallen aus dem β-Mischkristall beginnt in der ersten Legierung bei etwa 495° (Abb. 45), in der zweiten Legierung bei etwa 535° (Abb. 47); der Eintritt in den $(\alpha + \gamma)$-Raum, in dem sich die Legierungen bei gewöhnlicher Temperatur befinden, erfolgt bei 460° bzw. 510° (Abb. 46 und 48). Die bei höheren Temperaturen stattfindende Entmischung des β-Mischkristalls unter Ausscheidung von α-Kristallen bietet gegenüber dem entsprechenden Vorgang in den reinen Zn-Cu-Legierungen nichts Neues. Auf die Wiedergabe von derartigen Gefügebildern kann daher hier verzichtet werden.

Bei langsamem Erkalten der Legierungen, die bei gewöhnlicher Temperatur aus α- und γ-Kristallen aufgebaut

* Im Bereich von rd. 75 bis 64% Cu ist die Erhöhung jedoch nur gering; der $(\alpha + \beta + \gamma)$-Raum verläuft hier angenähert horizontal, so daß ein Horizontalschnitt bei rd. 580 bis 590° ein ausgedehntes $(\alpha + \beta + \gamma)$-Gebiet aufweisen sollte.

** Die Schliffe der aus den drei Kristallarten α, β und γ aufgebauten Legierungen lassen sich nicht in allen Fällen so kontrastreich ätzen, daß man die einzelnen Phasen in der Photographie ebensogut unterscheiden kann wie unter dem Mikroskop. Die Wirkung eines bestimmten Ätzmittels scheint in hohem Maße von dem Mengenverhältnis und der Verteilung der drei Kristallarten abzuhängen.

* Diese Legierung entspricht der Zusammensetzung nach etwa dem „Marinemessing".

Digitized by Google

sind, kommt es, wie Abb. 49 zeigt, zur Ausbildung des ($\alpha + \gamma$)-Eutektoids; hier hat das zweitägige Glühen bei 400° allerdings schon zu einer zeimlich starken Vergröberung der beiden Gefügebestandteile des Eutektoids geführt. In zinnärmeren ($\alpha + \gamma$)-Legierungen mit einem entsprechend geringen Anteil an γ-Kristallen ist die charakteristische Ausbildung des Eutektoids nicht immer deutlich zu erkennen, da sich die α- und γ-Kriställchen an die vorher ausgeschiedenen größeren α- bzw. γ-Kristalle anlagern.

Das Gefüge von Legierungen, die bei Raumtemperatur aus allen drei Kristallarten bestehen, in denen also die Entmischung des β-Mischkristalls nicht bis zum völligen Verschwinden der β-Kristalle vor sich geht, ist in den Abb. 50 bis 60 wiedergegeben. Man hat hier zu unterscheiden zwischen solchen Legierungen, die vor der gemeinsamen Ausscheidung von α- und γ-Kristallen primär α-Kristalle ausscheiden (Abb. 50 bis 55), und solchen, in denen primär γ-Kristalle ausgeschieden werden (Abb. 56 bis 60).

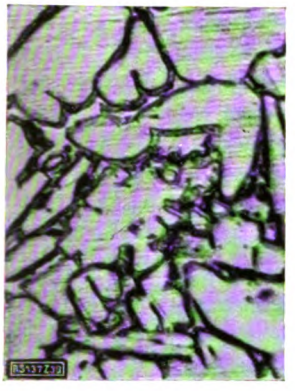


Abb. 39. Ms mit 65,76% Cu, 1,05% Sn, gegossen. α (grau) in β-Grundmasse (hell) + schmale γ-Säume zwischen α und β. Ätzm. A. rd. 600mal vergr.

Abb. 40. Ms mit 62,04% Cu, 1,12% Sn, gegossen. α-Kristalle in β-Grundmasse. Ätzm. A. rd. 200mal vergr.

Abb. 41. Ms mit 63,92% Cu, 1,02% Sn. Bei 700° abgeschreckt. $\alpha + \beta$. Ätzm. B. rd. 200mal vergr.

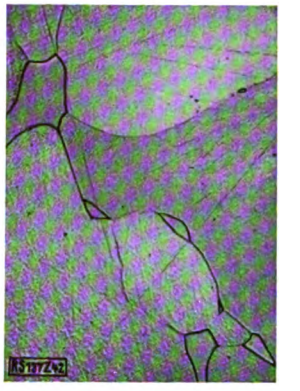


Abb. 42. Ms mit 63,92% Cu, 1,02% Sn. Bei 550° abgeschreckt. $\alpha + \beta$. Ätzm. B. rd. 200mal vergr.

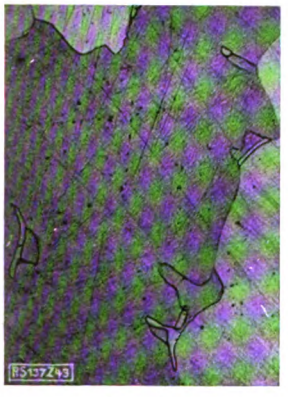


Abb. 43. Ms mit 63,92% Cu, 1,02% Sn. Bei 525° abgeschreckt. $\alpha + \beta + \gamma$ (γ ist hell). Ätzm. B. rd. 200mal vergr.

Abb. 44. Ms mit 63,92% Cu, 1,02% Sn. Bei 500° abgeschreckt. $\alpha + \gamma$. Ätzm. A. rd. 200mal vergr.

Abb. 45. Ms mit 62,04% Cu, 1,12% Sn. Bei 475° abgeschreckt. $\alpha + \beta$ (dunkel) + γ (hell). Ätzm. C. rd. 200mal vergr.

Abb. 46. Ms mit 62,04% Cu, 1,12% Sn. Bei 450° abgeschreckt. $\alpha + \gamma$ (hell). Ätzm. A. rd. 200mal vergr.

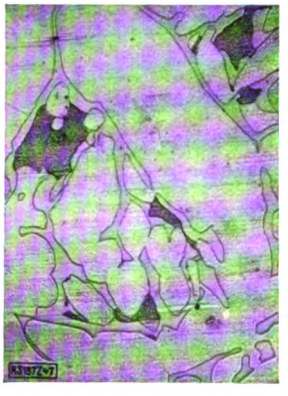


Abb. 47. Ms mit 62,25% Cu, 3,13% Sn. Bei 525° abgeschreckt. $\alpha + \beta$ (dunkel) + γ (hell). Ätzm. C. rd. 200mal vergr.

Abb. 48. Ms mit 62,25% Cu, 3,13% Sn. Bei 500° abgeschreckt. $\alpha + \gamma$. Ätzm. C. rd. 200mal vergr.

Abb. 49. Ms mit 62,25% Cu, 3,13% Sn. Langsam auf Raumtemperatur abgekühlt. α + Eut. ($\alpha + \gamma$). Ätzm. A. rd. 200mal vergr.

Digitized by Google

Abb. 50 zeigt das Gefüge einer Legierung mit einem geringen Anteil an γ-Kristallen gegenüber α- und β-Kristallen. Das Gefüge derselben Legierung nach dem Abschrecken bei 800° (im β-Raum, vgl. Abb. 14) und anschließendem Anlassen bei 400° ist in Abb. 51 wiedergegeben: Die gewissermaßen zwangsweise herbeigeführte Entmischung der β-Mischkristalle hat im Gegensatz zu Abb. 50 eine sehr feine Verteilung der drei Gefügebestandteile zur Folge (400mal vergr.). Die für die Legierung der Abb. 51 durchgeführte doppelte Wärmebehandlung erlaubte übrigens die Feststellung, daß die zum überwiegenden Teil aus α-Kristallen aufgebaute Legierung mit notwendigerweise eine kupferarme Kristallart übrigbleiben muß. Mit weiter fallender Temperatur nimmt besonders die Menge der γ-Kristallart auf Kosten der β-Phase zu (Abb. 54). Abb. 55 zeigt das Gefüge derselben Legierung nach dem Glühen bei 400° und anschließenden Erkalten im Ofen.

Als Beispiel einer bei hohen Temperaturen aus β-Mischkristallen bestehenden Legierung, die sich unter Primärausscheidung von γ-Kristallen entmischt, sei die Legierung mit 54,79% Cu, 3,09% Sn angeführt. Nach Abb. 16 befindet sich diese Legierung bei Temperaturen zwischen etwa 560 und 420° im ($\beta + \gamma$)-Raum (Abb. 56),

Abb. 50. Ms mit 59,58% Cu, 1,06% Sn. Langsam auf Raumtemperatur abgekühlt. $\alpha + \beta + \gamma$ (kleine Einsprengungen). Ätzm. A. rd. 150mal vergr.

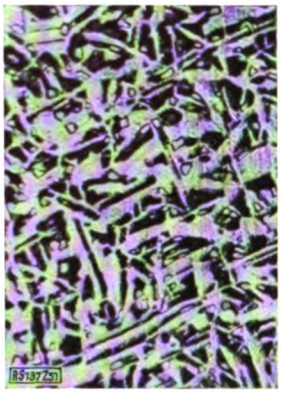


Abb. 51. Ms mit 59,58% Cu, 1,06% Sn. Nach dem Abschrecken bei 800° bei 400° angelassen. $\alpha + \beta$ (dunkel) + γ (kleine Einsprengungen). Ätzm. B. rd. 400mal vergr.

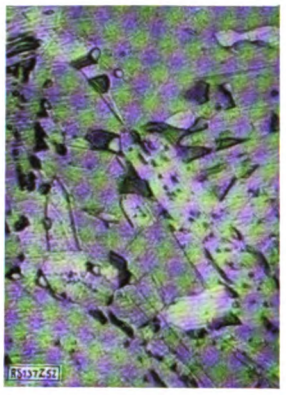


Abb. 52. Ms mit 61,97% Cu, 0,58% Sn. Nach dem Abschrecken bei 800° bei 400° angelassen. Dunkle β- und helle γ-Einlagerungen in α-Grundmasse. Ätzm. A. rd. 400 mal vergr.

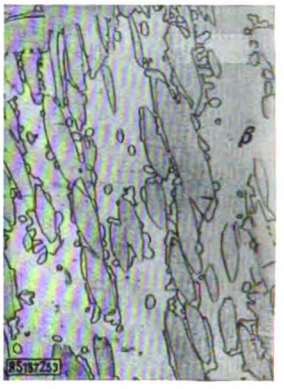


Abb. 53. Ms mit 57,81% Cu, 3,01% Sn. Bei 475° abgeschreckt. α (dunkel) + γ (hell) in β-Grundmasse. Ätzm. A. rd. 100mal vergr.

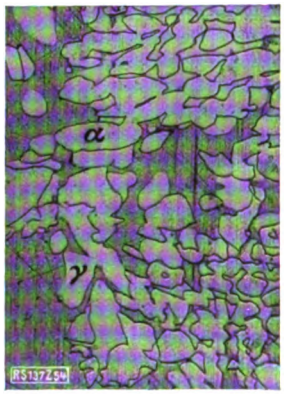


Abb. 54. Ms mit 57,81% Cu, 3,01% Sn. Bei 450° abgeschreckt. α und γ in β-Grundmasse (dunkel). Ätzm. B. rd. 200mal vergr.

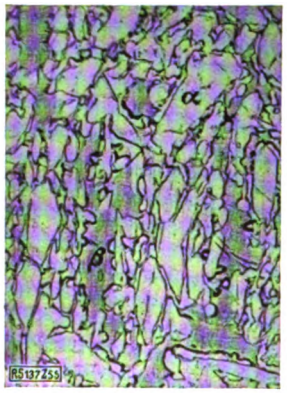


Abb. 55. Ms mit 57,81% Cu, 3,01% Sn. Langsam auf Raumtemperatur abgekühlt. $\alpha + \beta + \gamma$. Ätzm. B. rd. 200mal vergr.

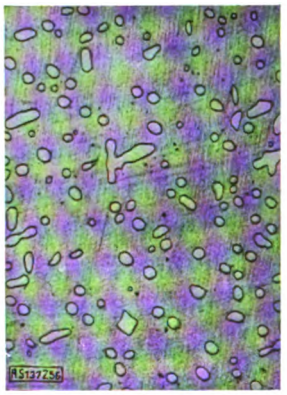


Abb. 56. Ms mit 54,79% Cu, 3,09% Sn. Bei 450° abgeschreckt. γ in β-Grundmasse. Ätzm. A. rd. 100mal vergr.

Abb. 57. Ms mit 54,79% Cu, 3,09% Sn. Langsam auf Raumtemperatur abgekühlt. γ (weiß) + α (dunkel) in β-Grundmasse. Ätzm. A. rd. 100mal vergr.

61,97% Cu, 0,58% Sn im Gleichgewichtszustand bei 400° neben wenigen β-Kristallen auch γ-Kristalle enthält (Abb. 52). Für die Bestimmung des Punktes *b* in Abb. 36 war diese Tatsache von Bedeutung.

In den Abb. 53 bis 55 ist das Gefüge der Legierung mit 57,81% Cu, 3,01% Sn nach verschiedenen Wärmebehandlungen dargestellt. Entsprechend Abb. 16 besteht diese Legierung nach beendeter Erstarrung aus β-Mischkristallen. Bei etwa 560° beginnen sich primär α-Kristalle auszuscheiden. Unterhalb 500° setzt daneben die Ausscheidung von γ-Kristallen ein, und zwar lagert sich die γ-Kristallart, wie aus Abb. 53 hervorgeht, vornehmlich an die α-Kristalle an, da bei der Ausscheidung der Cu-reicheren α-Kristallart aus dem β-Mischkristall unterhalb 420° im ($\alpha + \beta + \gamma$)-Raum (Abb. 57). Sehr deutliche Primärausscheidung von γ-Kristallen bringen auch die Abb. 58 und 59 zum Ausdruck. Die Legierung der Abb. 58 gehört zum Schnittschaubild *d*, vgl. Abb. 17.

Über die Veränderung der Mengenanteile der drei Kristallarten in Legierungen praktisch gleichen Sn-Gehaltes geben die Abb. 55, 60 u. 57 Auskunft (vgl. die Lage der Legierungen in Abb. 16). Die verschiedenen Mengenanteile der drei Phasen α, β und γ in verschiedenen Legierungen des Dreiphasengebietes in Abb. 36 sind den Abb. 50, 51, 52, 55, 57, 58, 59 und 60 zu entnehmen*.

* Hinsichtlich ihres Gefügezustandes sind nur die Legierungen der Abb. 50, 55, 57, 58, 59 und 60 vergleichbar.

Digitized by Google

Abb. 61 zeigt das Gefüge einer Legierung, die größtenteils aus dem $(\alpha + \gamma)$-Eutektoid besteht. Entsprechend der Lage des Zustandspunktes dieser Legierung in Abb. 36 enthält die Legierung wenige primär ausgeschiedene γ-Kristalle. Aus Abb. 62 geht hervor, daß auch die γ-Mischkristalle infolge einer bei tieferen Temperaturen eintretenden Löslichkeitsabnahme — analog den Verhältnissen im Zn-Cu-System (Abb. 1) und Ni-Zn-Cu-System — eine Entmischung unter Ausscheidung von β-Kristallen durchmachen.

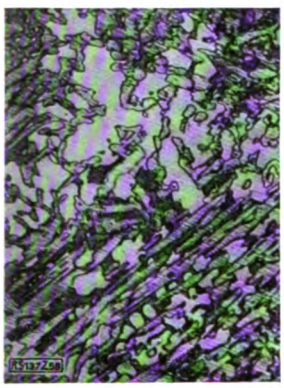


Abb. 58. Ms mit 55,55% Cu, 5,08% Sn. Langsam auf Raumtemperatur abgekühlt. γ (weiß) + α (grau) + β (dunkel). Ätzm. B. rd. 150mal vergr.

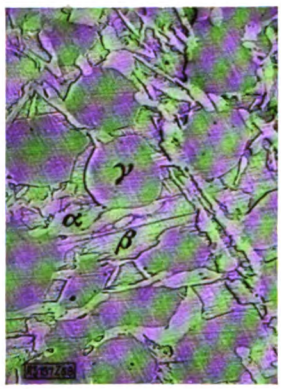


Abb. 59. Ms mit 54,32% Cu, 6,02% Sn. Von 800° auf 400° abgekühlt, zwei Tage bei 400° geglüht u. abgeschreckt. $\gamma + \beta + \alpha$. Ätzm. B. rd. 100mal vergr.

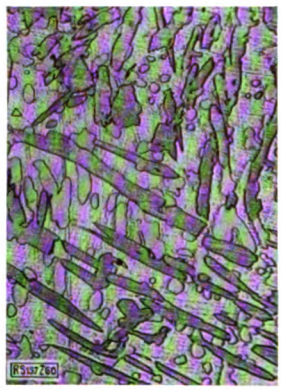


Abb. 60. Ms mit 56,09% Cu, 3,16% Sn. Langsam auf Raumtemperatur abgekühlt. α (dunkel) + γ (hell) in β-Grundmasse. Ätzm. A. rd. 200 mal vergr.

Abb. 61. Ms mit 58,97% Cu, 6,08% Sn. Wärmebehandlung wie Abb. 59. γ + Eutektoid $(\alpha + \gamma)$. Ätzm. A. rd. 300mal vergr.

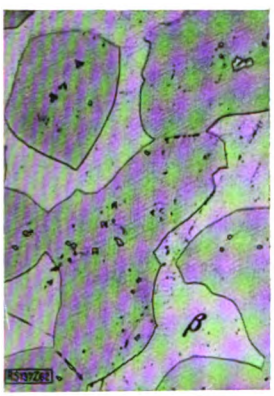


Abb. 62. Ms mit 50,14% Cu, 6,05% Sn. Wärmebehandlung wie Abb. 59. $\gamma + \beta$. Ätzm. A. rd. 100mal vergr.

Zusammenfassung des experimentellen Teiles.

1. Das Dreistoffsystem Sn-Zn-Cu wurde im Bereich von 70 bis 50% Cu und 0 bis 6% Sn mit Hilfe thermischer und mikroskopischer Untersuchungen von Schnitten für konstante Zinngehalte von 1,0; 2,0; 3,0 und 5,0% ausgearbeitet.

2. Die von Hoyt sowie Tammann und Hansen festgestellten Erstarrungsverhältnisse der Legierungen des genannten Konzentrationsgebietes wurden bestätigt. Danach findet — analog den Verhältnissen in den Systemen Cu-Zn und Cu-Sn — in einem gewissen Bereich die peritektische Umsetzung α + Schmelze $\rightleftarrows \beta$ statt; die α- und β-Mischkristalle der beiden binären Grenzsysteme sind also isomorph. Die peritektische Temperatur des Cu-Zn-Systems (905°) wird durch Zinnzusätze in steigendem Maße erniedrigt, und zwar ist diese Erniedrigung für die kupferreicheren Legierungen am größten. Sie beträgt in den Schnitten für 1 bzw. 2 und 3% Sn etwa 25° bzw. 55 und 85°.

3. Die Temperaturen der im festen Zustand auftretenden Löslichkeitsänderungen und Umwandlungen wurden durch Gefügebeobachtung an geglühten und abgeschreckten Proben bestimmt. Dadurch war es möglich, die zwischen den einzelnen Phasenräumen verlaufenden Grenzflächen festzulegen. Mit fallender Temperatur entmischen sich die ternären β-Mischkristalle unter primärer Ausscheidung von ternären α- bzw. ternären γ-Mischkristallen (γ = feste Lösung von Sn im γ (Cu-Zn)-Mischkristall) und darauf (bei Temperaturen unterhalb 600°) unter gleichzeitiger Ausscheidung von α- und γ-Kristallen. In einem Teil der Legierungen geht die Entmischung unter vollständiger Aufzehrung der β-Mischkristalle, d. h. der Bildung des $(\alpha + \gamma)$-Eutektoids vor sich.

4. Die Grenze des gesättigten α-Mischkristalls und des an Kupfer gesättigten β-Mischkristalls wird mit steigendem Zinngehalt und steigender Temperatur zu kupferreicheren Konzentrationen verschoben. Die Löslichkeit von Zinn in β-Messing nimmt mit der Temperatur erheblich zu.

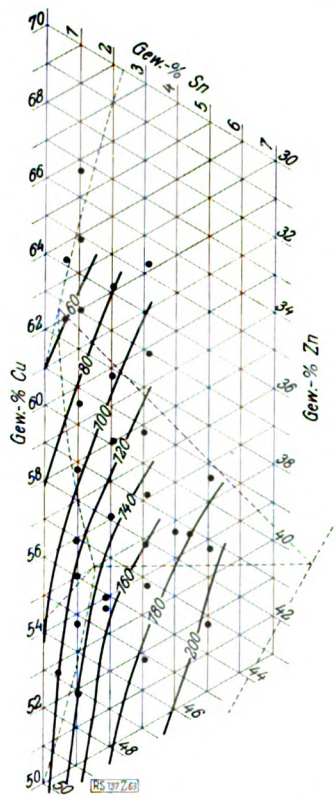


Abb. 63. Brinellhärte von Zinn-Messingen in Abhängigkeit von der Zusammensetzung.

5. Bei 400° sind 1,5% Sn in β-Messing löslich, während der an Zink gesättigte α-Mischkristall bei dieser

Digitized by Google

Temperatur nur 0,4% Sn zu lösen vermag. Über 0,4 bis 1,5% Sn hinausgehende Zinngehalte (je nach dem Cu-Gehalt) führen in Legierungen mit 62 bis 55% Cu zum Auftreten der spröden γ-Kristallart neben α- und β-Kristallen. Die bei 400° bzw. Raumtemperatur miteinander im Gleichgewicht stehenden ternären α-, β- und γ-Mischkristalle haben folgende Zusammensetzung: α = 62,3% Cu, 0,4% Sn, 37,3% Zn; β = 55,0% Cu, 1,5% Sn, 43,5% Zn; γ = etwa 52% Cu, 8% Sn, 40% Zn.

Anhang.

Die Härte von Zinn-Messinglegierungen.

Es wurde die Brinellhärte (Kugel-Dmr. 5,0 mm; 250 kg Belastung; 30 sek Belastungsdauer) von je einer Probe der für die Konstitutionsuntersuchungen verwendeten Legierungen (Kokillenguß) ermittelt. Die Legierungen waren 2 Std. bei 800° geglüht, auf 600° abgekühlt, 1 Tag bei 600° geglüht, auf 400° abgekühlt, 2 Tage bei 400° geglüht und darauf auf Raumtemperatur abgekühlt.

Die Ergebnisse sind in Abb. 63 in Abhängigkeit von Zusammensetzung und Gefügeaufbau wiedergegeben. Einzelwerte sind der Zahlentafel 5 zu entnehmen.

Zahlentafel 5. Brinellhärte H 5/250/30 von Zinn-Messinglegierungen nach langsamem Erkalten von 800° auf Raumtemperatur (Mittel aus 2 Eindrücken).

Gew.-Proz.		Brinell-härte	Gew.-Proz.		Brinell-härte
Cu	Sn		Cu	Sn	
63,81	0,58	48	56,04	2,03	129
61,97	0,58	58	54,06	1,93	166
52,66	0,53	124	53,67	1,92	157
65,76	1,05	44	62,25	3,13	87
63,92	1,02	52	59,83	3,15	109
62,04	1,12	63	57,81	3,01	132
59,58	1,06	83	56,09	3,16	142
57,80	1,02	94	54,79	3,09	160
55,86	1,04	117	53,65	3,14	165
55,05	0,99	131	51,74	3,07	186
53,70	1,04	133			
51,82	1,07	138	54,67	3,96	165
			54,43	4,43	181
62,17	2,05	79	55,55	5,08	172
59,81	2,06	93	53,68	5,09	200
58,05	2,08	110	51,74	5,02	202

[1] Erste und zweite Mitteilung: O. Bauer u. M. Hansen: Der Einfluß von dritten Metallen auf die Konstitution der Messinglegierungen. I. Der Einfluß von Blei. Z. Metallkunde Bd. 21, S. 145—151, 190—196. 1929. Siehe dort auch den Abschnitt über den Gleichwertigkeitskoeffizienten. II. Der Einfluß von Nickel. Z. Metallkunde Bd. 21, S. 357—367, 406—411. 1929.

[2] L. Guillet: Rev. Mét. Bd. 2, S. 103—105. 1905; Bd. 3. S. 264—273. 1906; Bd. 18, S. 445—458. 1921; Chem. Metallurg. Engg. Bd. 25, S. 1009—1014. 1921.

[3] O. Smalley: Z. Metallkunde Bd. 15, S. 49—50. 1923; Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 73, S. 807—810. 1926.

[4] O. Bauer u. M. Hansen: Der Aufbau der Kupfer-Zinklegierungen, eine Monographie. Berlin: Julius Springer. 1927. Vgl. ferner Z. Metallkunde Bd. 11, S. 423—434. 1927.

[5] O, Bauer u. O. Vollenbruck: Mitt. Materialpr.-Amt Bd. 40, S. 181—215. 1922; Z. Metallkunde Bd. 15, S. 119 bis 125, 191—195. 1923.

[6] D. Stockdale: J. Inst. Metals Bd. 34, S. 111—120. 1925.

[7] M. Hansen: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 407—409. 1927.

[8] M. Hansen: Z. Metallkunde Bd. 18, S. 347—349. 1926.

[9] L. Guillet: Rev. Mét. Bd. 3, S. 264—273. 1906.

[10] F. Johnson: J. Inst. Metals Bd. 7, S. 201—208. 1912. Vgl. auch ebenda Bd. 12, S. 111—114. 1914.

[11] H. C. H. Carpenter: J. Inst. Metals Bd. 8, S. 65. 1912.

[12] S. L. Hoyt: J. Inst. Metals Bd. 10, S. 235—265. 1913.

[13] S. L. Hoyt u. P. H. M. P. Brinton: J. Inst. Metals Bd. 14, S. 172—182. 1915.

[14] S. L. Hoyt: J. Inst. Metals Bd. 14, S. 182—186. 1915.

[15] O. F. Hudson u. R. M. Jones: J. Inst. Metals Bd. 14, S. 98—108. 1915.

[16] W. Campbell: Proc. Amer. Soc. Test. Mat. Bd. 20, Teil II, S. 104—114. 1920.

[17] L. Guillet: Rev. Mét. Bd. 18, S. 445—458. 1921; Chem. Metallurg. Engg. Bd. 25, S. 1009—1014. 1921.

[18] G. Tammann u. M. Hansen: Z. anorg. u. allg. Chem. Bd. 138, S. 137—161. 1924.

Über die Anisotropie von Zinkblechen.

Von **E. Schmid** und **G. Wassermann**[1].

Die Festigkeitseigenschaften gewalzter Zinkbleche hängen in sehr auffälliger Weise von der Richtung der Proben im Blech ab. Seit den Untersuchungen von A. Martens[2] ist daher die Festigkeit von Zinkblechen wiederholt Gegenstand experimenteller Arbeiten gewesen[3]. Die auf Gefügebeobachtungen gegründeten Versuche zur Erklärung des anisotropen Verhaltens hatten indessen zu keinem befriedigenden Ergebnis geführt.

Vor kurzem haben wir die Kristallitanordnung (Textur) von Zinkblechen röntgenographisch ermittelt[4]. Abb. 1 gibt die erhaltene Polfigur für die hexagonale Basisfläche wieder, zeigt also an, in welchen Richtungen in bezug auf die Walzebene hexagonale Achsen ausstechen. Vergleicht man die Orientierungen in den beiden Ebenen Blechnormale—Walzrichtung und Blechnormale—Querrichtung, so erkennt man deutlich eine ausgeprägte Anisotropie der Textur in bezug auf die Walzebene.

Auf Grund dieser Anisotropie der Textur ist nun für alle vektoriellen Eigenschaften eine Richtungsabhängigkeit im Blech zu erwarten. Eine Untersuchung mehrerer solcher Eigenschaften und der Versuch, ihr Verhalten auf Grund der vorhandenen Textur zu erklären, bildet den Gegenstand dieser Arbeit.

Die Versuche wurden an technischen Blechen von 0,3 bis 2,3 mm Dicke durchgeführt[1]. Die Textur sämtlicher Bleche entsprach völlig der oben beschriebenen. Auf

[1] Original: Z. Metallkunde Bd. 23, S. 87. 1931.

[2] A. Martens: Mitt. techn. Versuchsanst. Erg. 1889, H. 4, S. 1.

[3] D. Meyer: Metallurgie Bd. 3, S. 53. 1906; D. H. Ingall: J. Inst. of Met. Bd. 26, S. 281. 1921; G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 17, S. 187. 1925.

[4] E. Schmid u. G. Wassermann: Metallwirtsch. Bd. 9, S. 689. 1930.

[1] Das Versuchsmaterial wurde uns von den Heddernheimer Kupferwerken, Köln-Ehrenfeld, in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt.

Digitized by Google

Abweichungen der Kristallitanordnung in dünnen Oberflächenschichten der Bleche kommen wir am Schluß der Arbeit zurück.

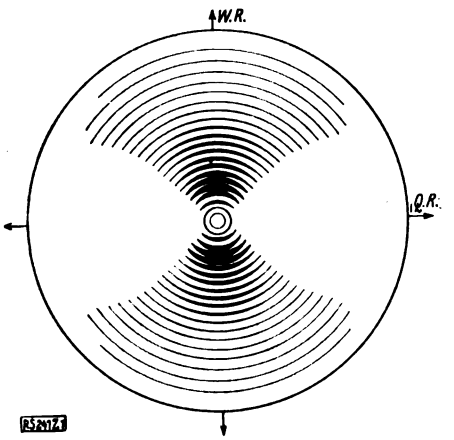


Abb. 1. Walztextur von Zink, Polfigur der Basis. Die Häufigkeit der Lage ist durch die Stärke der Kreisbögen angedeutet.

A. Anisotropie physikalischer und technologischer Eigenschaften.

1. Streckgrenze.

In Zahlentafel 1 ist das Ergebnis der Streckgrenzenbestimmung (Martens-Kennedy-Apparat) für Richtungen parallel und senkrecht zur Walzrichtung enthalten. Die angegebenen Zahlen stellen Mittelwerte aus je 2 bis 10 Bestimmungen dar. In beiden Fällen beobachtet man in der Querrichtung sowohl für die 0,02%- wie für die 0,20%-Grenze einen um etwa 30 bis 40% höheren Wert.

Wenn auch die angegebenen Werte wegen der bei Zink stark ausgeprägten Geschwindigkeitsabhängigkeit der plastischen Dehnung keinen Anspruch auf allgemeine Gültigkeit machen können, so sind die beobachteten Unterschiede doch zweifellos reell.

Zahlentafel 1.
Richtungsabhängigkeit der Streckgrenze.

Blechstärke	Spannung (kg/mm²) bei 0,02% bleibender Dehnung parallel		Spannung (kg/mm²) bei 0,20% bleibender Dehnung parallel	
mm	Walzrichtung	Querrichtung	Walzrichtung	Querrichtung
0,65	4,7	6,5	9,7	13,1
2,27	7,6	10,6	14,8	18,8

Dem Sinne nach kann man diese Unterschiede auf Grund des Verhaltens von Einkristallen und der vorhandenen Textur verstehen. Bei Beanspruchung in der Walzrichtung liegt in den meisten Körnern die Translationsfläche (Basis) unter 20° zur Zugrichtung, sie liegt dagegen bei Beanspruchung in der Querrichtung parallel der Zugkraft. Zufolge der Streuung der Textur überdeckt der Basisstellungswinkel zur Walzrichtung fast den ganzen Orientierungsbereich, während der Winkel zur Querrrichtung nur von 0 bis etwa 45° reicht. Mit Hilfe des früher ermittelten Fließgefahrkörpers von Zinkkristallen[1] ergibt sich hieraus gute qualitative Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Eine quantitative Erfassung ist hier und auch bei den weiter unten besprochenen Eigenschaften aus mehreren Gründen nicht zu erwarten. Bei der Streckgrenze ist vor allem zu beachten, daß es sich im gewalzten Blech ja um verfestigte (wenn auch nachträglich weitgehend erholte) Kristalle handelt, der Fließgefahrkörper dagegen für unbeanspruchte Ausgangskristalle gilt. Weiterhin ist eine quantitative Berücksichtigung der vorhandenen Orientierungen, des Korngrenzeneinflusses und des Reinheitsgrades nicht möglich.

[1] E. Schmid: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 144. 1927.

2. Festigkeit und Dehnung.

Die für die Festigkeit und Dehnung ermittelten Werte sind mit den aus der Literatur bekannten durchaus in Übereinstimmung. Es zeigte sich wieder, daß die in der Querrichtung entnommenen Proben eine um etwa 30% höhere Festigkeit aufweisen als die in der Walzrichtung liegenden. Die Dehnung verhält sich, wenigstens bei den dickeren Blechen, gerade umgekehrt; sie ist in der Walzrichtung größer als in der Querrichtung. Eine Übersicht über die von uns erhaltenen Festigkeits- und Dehnungswerte ist in der Zahlentafel 2 gegeben.

Zahlentafel 2. Richtungsabhängigkeit von Festigkeit und Dehnung.

Blechstärke	Festigkeit (kg/mm²) parallel		Dehnung (%) parallel	
mm	Walzrichtung	Querrichtung	Walzrichtung	Querrichtung
0,28	24,4	31,6	2	∼ 2,5
0,57	21,7	28,9	7	5,5
0,65	20,4	27,2	10	7
2,27	28,5	35,9	12	3

Zur Zurückführung dieses Verhaltens auf die Besonderheit der vorliegenden Walztexturen ist die Kenntnis der Orientierungsabhängigkeit von Festigkeit und Dehnung des Zinkkristalles erforderlich. Diese Abhängigkeit wurde auf Grund der experimentell festgestellten Konstanz der Schubenergie beim Zerreißen von Zinkkristallen[1] berechnet. In Abb. 2 ist das Ergebnis dieser Rechnungen in Form von Schnitten des Festigkeits- und Dehnungskörpers dargestellt.

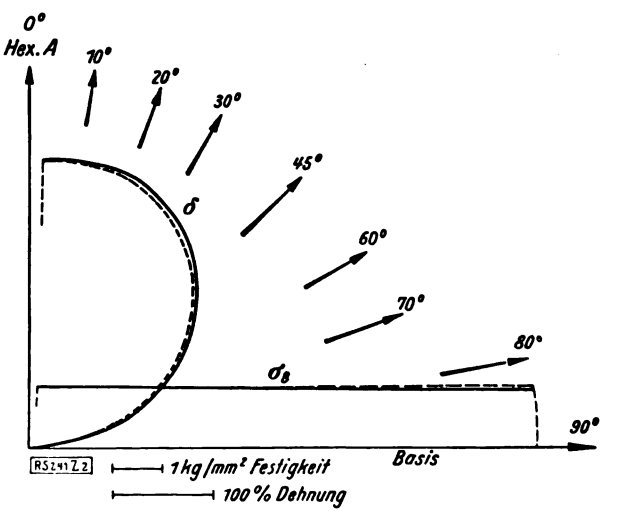


Abb. 2. Orientierungsabhängigkeit von Festigkeit und Dehnung von Zn-Kristallen. Die voll gezeichneten Kurven beziehen sich auf eine Prismenfläche I. Art, die gestrichelt gezeichneten auf eine Prisme II. Art.

[1] W. Fahrenhorst u. E. Schmid: Z. techn. Phys. Bd. 64, S. 845. 1930.

Digitized by Google

Der Textur entsprechend hat man nun, um das Verhalten in den beiden untersuchten Richtungen zu verstehen, die Mittelung in der Weise durchzuführen, wie sie in Abb. 3 angedeutet ist. Die in der Walzrichtung liegenden Kristallrichtungen bilden Winkel von 10—90° mit der hexagonalen Achse (vgl. Abb. 1), am stärksten sind solche Richtungen vertreten, für die der Winkel 70° beträgt. Man muß also in der Weise über den Winkelbereich mitteln, wie es in Abb. 3 schematisch hervorgehoben ist. Die mit der Querrichtung des Bleches zusammenfallenden Kristallrichtungen bilden dagegen nur Winkel zwischen 45 und 90° mit der hexagonalen Achse. Das Maximum liegt hier bei einem Winkel von 90° (vgl. Abb. 3).

Wendet man nun diese Art der Mittelung auf Festigkeit und Dehnung des Einkristalles an (Abb. 2), so erkennt man, daß sie für den Orientierungsbereich der Walzrichtung eine kleinere Festigkeit und größere Dehnung ergibt, als für den der Querrichtung.

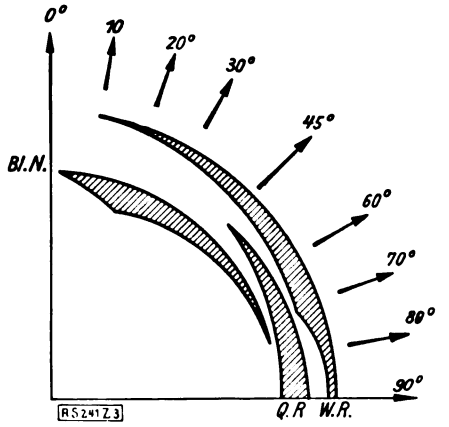


Abb. 3. Schema der für verschiedene Richtungen im Zinkblech gültigen Winkel zur hexagonalen Achse. Die Breite des schraffierten Gebietes gibt ein Maß der Häufigkeit.

Man sieht also auch hier eine qualitative Übereinstimmung des experimentell beobachteten Verhaltens mit dem aus den Eigenschaften des Einkristalles zu erwartenden. Daß die Unterschiede im gewalzten Blech allerdings hinter den am Einkristall beobachteten größten Verschiedenheiten von Festigkeit und Dehnung weit zurückbleiben. folgt ohne weiteres aus der vorhandenen Textur, derzufolge ja in Walz- und Querrichtung zum großen Teil gleiche Orientierungen vorhanden sind.

3. Elastizitätsmodul.

Die Bestimmung des Elastizitätsmodules wurde an Blechen von 0,27 und 0,57 mm Dicke unter direkter Gewichtsbelastung und Beobachtung mit dem Martensspiegel durchgeführt. Die Ausgangsspannung betrug bei den dünnen Blechen 0,58 kg/mm², bei den dickeren 0,43 kg/mm²; der zur E-Modulbestimmung verwendete Meßbereich reichte im ersten Fall bis 2,30 kg/mm², im zweiten bis 1,72 kg/mm². Die Spiegelablesungen erfolgten jeweils 5 min nach Aufbringung der Last, bzw. 2 min nach erfolgter Entlastung. Der gesamte Spannungsbereich wurde so gering gewählt, daß das mit zunehmender Spannung eintretende Absinken des Elastizitätsmoduls nur in sehr geringem Umfang auftrat.

Stets waren die an Proben parallel der Walzrichtung ermittelten Werte deutlich kleiner als die in der Querrichtung erhaltenen. In keinem Fall trat ein Überschneiden der für die beiden Richtungen beobachteten Einzelwerte auf. Die aus je 7 bzw. 10 Einzelbestimmungen erhaltenen Mittelwerte sind in der Zahlentafel 3 angegeben. Die Unterschiede für die beiden Richtungen betragen etwa 12%[1].

Zahlentafel 3. Orientierungsabhängigkeit des Elastizitätsmoduls.

Blechstärke	E-Modul (kg/mm²) parallel	
mm	Walzrichtung	Querrichtung
0,27	9180	10110
0,55	8840	10100

Auch dieses Verhalten kann wieder qualitativ aus den Eigenschaften des Einkristalles und der im Blech vorliegenden Textur gedeutet werden. Abb. 4 gibt die Orientierungsabhängigkeit des Elastizitätsmodules von Zinkkristallen nach den Messungen von E. Grüneisen und

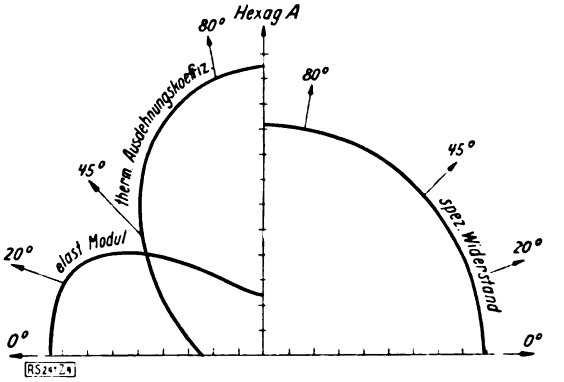


Abb. 4. Anisotropie physikalischer Eigenschaften von Zinkkristallen.

E. Goens wieder[2]. Die gemäß der Textur durchzuführende, oben bereits beschriebene Mittelung über die verschiedenen Orientierungen zeigt, daß das beobachtete Verhalten des Elastizitätsmodules auf Grund der Textur in der Tat zu erwarten ist.

4. Thermische Ausdehnung.

Die Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten konnten wir dank dem Entgegenkommen von Herrn Professor H. Gerdien im Forschungslaboratorium des Siemens-Konzerns durchführen. Es standen uns dort die besonders auch für Blechproben gut geeigneten Apparate von H. Gerdien und W. Jubitz zur Verfügung.

Die thermische Ausdehnung für Richtungen in der Blechebene bestimmten wir an Proben von 15 cm Länge mit Hilfe des für stabförmige Proben gebauten Dilatometers[3]. Die Ausdehnung wurde für Temperaturen von 20 bis 50° bestimmt. Die zu Beginn des Versuches in der Regel fehlende Linearität der Ausdehnung war bei Temperaturen über 30° stets vorhanden (vgl. Abb. 5),

[1] Die Versuche zur Bestimmung von Streckgrenzen und Elastizitätsmodul wurden von Herrn J. Böhme ausgeführt.

[2] E. Grüneisen u. E. Goens: Phys. Z. Bd. 24, S. 506. 1923.

[3] H. Gerdien u. W. Jubitz: Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern Bd. 4, S. 59. 1925.

Digitized by Google

so daß wir den Temperaturkoeffizienten für das Intervall von 30 bis 50° angeben.

Mit Hilfe des Dilatometers für Probestäbe von 10 mm Länge[1] haben wir weiterhin versucht, den Ausdehnungskoeffizienten auch in Richtung der Blechnormalen zu bestimmen. Bei der außerordentlichen Empfindlichkeit des Apparates (1 Skalenteil = 0,000142 mm) gelang es in der Tat, an einer Blechprobe von 2,0 mm Stärke die Ausdehnung in Richtung der Blechnormalen zu erfassen. Die erforderliche Probenhöhe von 10 mm wurde durch Lagerung der Blechprobe zwischen zwei planparallelen Quarzscheiben erzielt. Die Ausdehnung erfolgte hier in dem gesamten untersuchten Temperaturintervall von 20 bis 50° linear.

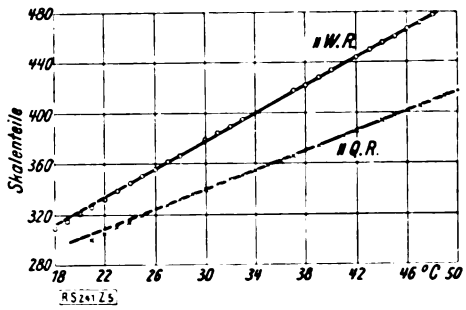


Abb. 5. Thermische Ausdehnung eines Zinkbleches von 0,65 mm Dicke in Walz- und Querrichtung.

Zahlentafel 4 gibt die erhaltenen Mittelwerte für den Ausdehnungskoeffizienten wieder. In beiden Blechen ist der Wert für die Querrichtung erheblich kleiner (um ∼ 35%) als der für die Walzrichtung gültige. Die Ausdehnung in Richtung der Blechnormalen erfolgt dagegen noch deutlich stärker als in der Walzrichtung und erreicht fast das Doppelte des für die Querrichtung gültigen Wertes. Allerdings ist die Genauigkeit des für die Blechnormale angegebenen Wertes wegen der hier 75 mal kleineren Meßlänge geringer einzuschätzen als die der übrigen Zahlenangaben. Auf eine Erklärungsmöglichkeit für die am dicksten Blech beobachteten höheren Absolutwerte kommen wir weiter unten zurück.

Zahlentafel 4. Orientierungsabhängigkeit des Ausdehnungskoeffizienten.

Blechstärke	Ausdehnungskoeffizient · 10^6 bzw. 30 und 50° parallel		
mm	Walzrichtung	Querrichtung	Blechnormale
0,65	21,0	14,1	—
2,27	30,5	18,7	36,7

Die zur Deutung der Anisotropie der thermischen Ausdehnung der Bleche erforderliche Kenntnis der Orientierungsabhängigkeit des Ausdehnungskoeffizienten von Zinkkristallen geben ebenfalls Messungen von E. Grüneisen und E. Goens[2] (vgl. Abb. 4). Die auf Grund der vorhandenen Textur durchzuführende Mittelung zeigt auch hier wieder gute qualitative Übereinstimmung. Insbesondere wird auch der höhere Wert des Ausdehnungskoeffizienten in Richtung der Blechnormalen verständlich, wenn man berücksichtigt, daß mit dieser Richtung die hexagonale Achse bevorzugt einen Winkel von 20° einschließt, dessen Streuung von 0 bis etwa 80° reicht (Abb. 3).

[1] H. Gerdien u. W. Jubitz: Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern Bd. 8, S. 218. 1930.

[2] E. Grüneisen u. E. Goens: l. c.

5. Spezifischer Widerstand.

Eine Anisotropie des spezifischen Widerstandes in der Blechebene konnten wir innerhalb einer Genauigkeit von 1% nicht feststellen. Die Erreichung einer höheren Präzision war wegen der Ungleichmäßigkeiten der Blechdicke nicht erreichbar. Wie sich aus der in Abb. 4 ebenfalls eingezeichneten Orientierungsabhängigkeit des spezifischen Widerstands von Zinkkristallen ergibt (E. Grüneisen u. E. Goens, P. W. Bridgman), ist hier auch kein sehr deutlicher Effekt zu erwarten. Bei einem maximalen Unterschied von ∼ 4% in den Widerständen des Einkristalles ist die vorhandene Gleichrichtung der Kristallite nicht groß genug, um merkliche Unterschiede in der Walzebene zu bedingen.

Aus den vorliegenden Beispielen geht wohl mit genügender Deutlichkeit hervor, wie wichtig die Berücksichtigung der vorhandenen Textur bei der Beurteilung der an vielkristallinem technischem Material bestimmten Eigenschaften ist.

B. Inhomogenität der Walztextur.

Unseren bisherigen Überlegungen haben wir eine Walztextur zugrunde gelegt, wie sie in Abb. 1 dargestellt ist. Weiterhin ist stillschweigend die Voraussetzung gemacht, daß die Textur homogen, d. h. an allen Stellen des Bleches in gleicher Weise vorhanden ist. Wenn auch für den obigen Zweck diese Voraussetzungen hinreichend erfüllt sind, so gelten sie doch nicht mit absoluter Genauigkeit. Schon früher haben wir auf eine Inhomogenität der Walztextur des Zinkes hingewiesen[1]. Eine genauere Untersuchung der Textur des 0,65 mm starken Bleches ergab nun, daß an der Oberfläche eine Orientierung vorhanden ist, die in Abb. 6 durch die Polfigur

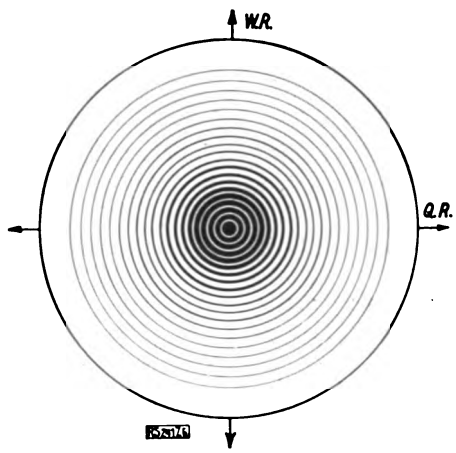


Abb. 6. Textur in der Oberfläche eines Zinkkristalles von 0,65 mm Stärke.

der Basis dargestellt ist. Die erforderlichen Röntgenaufnahmen wurden an einem einseitig abgeätzten Blech erhalten. Die Oberflächentextur kann als eine einfache Fasertextur mit der hexagonalen Achse in der Blech-

[1] E. Schmid u. G. Wassermann: l. c.

Digitized by Google

normalen aufgefaßt werden. Die Streuung der Einstellung ist sehr erheblich und beträgt etwa 80°. Diese Textur stimmt weitgehend mit der an kaltgewalztem Magnesiumblech beobachteten überein; allerdings reicht dort die Streuung nur bis 45%.

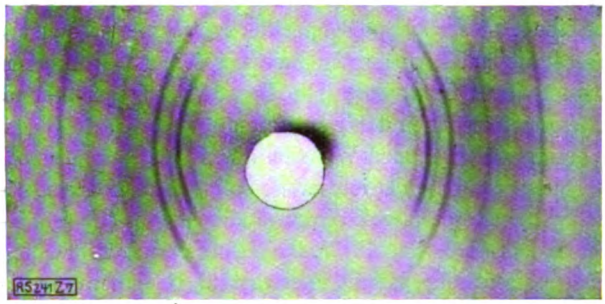


Abb. 7.

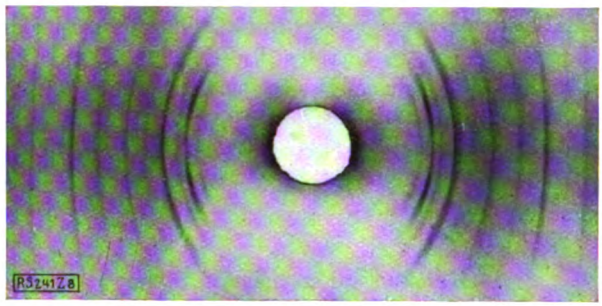


Abb. 8.

Abb. 7 u. 8. Drehdiagramme um die Walzrichtung eines Zinkbleches von 0,65 mm Dicke. Abb. 7. Ausgangszustand. Abb. 8. Abgeätzt auf 0,60 mm.

Zur Bestimmung des Überganges zur eigentlichen Walztextur haben wir einige orientierende Drehaufnahmen um die Walzrichtung nach verschiedener Abätzung gemacht (vgl. hierzu Abb. 7 und 8). Es zeigte sich dabei, daß für das 0,65 mm dicke Blech in einer ca. 0,4 mm dicken Mittelzone die typische Walztextur (Abb. 1) herrscht und nach außen hin ein allmählicher Übergang in die Oberflächentextur, die einer Schicht von etwa 0,01 mm Dicke zukommt, eintritt.

Die Oberflächentextur (Abb. 6) bedingt keine Anisotropie in der Blechebene. Ihr Vorhandensein verringert also die Anisotropie im Verhalten technischer Zinkbleche.

Zusammenfassung.

1. Die Anisotropie der Festigkeitseigenschaften, des Elastizitätsmoduls, der thermischen Ausdehnung und des spezifischen Widerstandes von Zinkblech wird untersucht und auf Grund der vorhandenen Textur und des Verhaltens des Einkristalles gedeutet.

2. Die Walztextur von Zink ist inhomogen. An der Oberfläche der Bleche herrscht eine Textur, die als einfache Fasertextur mit der hexagonalen Achse in der Richtung der Blechnormalen aufgefaßt werden kann. Die Streuung der Einstellung ist erheblich; sie reicht bis etwa 80°.

Wir möchten auch an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. H. Gerdien für die gewährte Gastfreundschaft im Forschungslaboratorium des Siemens-Konzerns unseren besten Dank sagen. Herrn Dr. W. Jubitz danken wir herzlichst für seine wertvolle Beratung und Unterstützung bei der Durchführung der Ausdehnungsmessungen. Der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft sind wir für Gewährung von Mitteln zu großem Dank verpflichtet.

Einfluß geringer Mengen von Fremdmetallen auf die Eigenschaften von Raffinadezink.

Von **O. Bauer** und **P. Zunker**[1].

Einleitung.

In früheren Zeiten mußte man Metalle verarbeiten, die zum Teil bedeutende Mengen von Fremdstoffen als Verunreinigungen enthielten. Später erkannte man, daß viele Mißerfolge bei der Weiterverarbeitung durch Verwendung eines reineren Ausgangsmaterials vermieden werden können. Die Gewinnungsverfahren der Metalle wurden verbessert, und es konnten der weiterverarbeitenden Industrie Werkstoffe geliefert werden, die auch den immer schwieriger zu erfüllenden Ansprüchen genügten.

Nicht immer ist jedoch ein Gehalt an Fremdstoffen schädlich; es kommt eben ganz auf den Verwendungszweck an. Einmal ist das reinste Material gerade gut genug, während man für manche andere Zwecke auch geringe Mengen von Fremdstoffen ohne Gefahr für das Fertigerzeugnis in den Kauf nimmt, oder sie sogar, um bestimmte Wirkungen zu erhalten, absichtlich zusetzt.

Bekannt ist die unangenehme Eigenschaft des Schwindens. Reine Metalle schwinden in der Regel sehr stark, Legierungen dagegen meist viel weniger. Bei Metallen oder Legierungen, die nur in gegossenem Zustande verwendet werden, würde man oft etwas geringere Festigkeitseigenschaften, z. B. ein Absinken der Dehnung, gern in den Kauf nehmen, wenn es dafür gelänge, das für den Gießer lästige starke Schwinden zu beseitigen. Eine Herabminderung des Schwindmaßes kann oft durch Zusatz kleiner Mengen anderer Metalle erreicht werden. Welche Gehalte an Fremdmetallen im Gußstück zugelassen werden dürfen, ohne die Festigkeitseigenschaften allzu sehr zu beeinflussen, die aber anderseits genügen, um das Schwinden nach dem Gießen wesentlich herabzusetzen, muß von Fall zu Fall entschieden werden. Die im folgenden beschriebenen Versuche sollen zeigen, welchen Einfluß geringe Mengen von Fremdmetallen auf das Schwindmaß, die spez. Schlagarbeit und Brinellhärte von Raffinadezink ausüben.

Ausgangsmaterial und Versuchsausführung.

Das für unsere Versuche verwendete Raffinadezink[1] hatte folgende Zusammensetzung in Proz.: Pb = 1,12, Cd = 0,11, Fe = 0,03, Cu = 0,002, Zn = Rest.

[1] Original: Z. Metallkunde Bd. 23, S. 37—45. 1931.

[1] Das Zink war uns in freundlicher Weise vom Zinkwalzwerksverband zur Verfügung gestellt worden, dem wir auch an dieser Stelle dafür verbindlichst danken möchten.

Digitized by Google

Zum Vergleich verwandten wir sehr reines Zink von Kahlbaum, das neben 0,019% Cd nur noch 0,014% Pb und 0,001% Cu enthielt; es soll im nachfolgenden im Gegensatz zum „Raffinadezink" als „Reinzink" bezeichnet werden. Als Schmelzofen diente ein Gasofen. Das Metall wurde in einen Graphittiegel eingesetzt. Es wurde zunächst ein Teil des Zinkes niedergeschmolzen, dann die vorgesehene Menge des Fremdmetalles und schließlich der Rest des Zinkes zugegeben. War alles geschmolzen, so wurde die Schmelze $^1/_2$ Std. auf einer Temperatur, die 50° über dem Schmelzpunkt lag, gelassen, dabei wiederholt gründlich umgerührt und darauf vergossen. Als Gußform diente ein stählernes Joch, dessen Länge genau ausgemessen war. Es wurden Stäbe von ∞ 250 mm Länge und ∞ 10 mm Breite im Gewicht von 400 g gegossen. Nach dem völligen Erkalten wurde die Verkürzung der Stäbe gegenüber der Gußform mit Hilfe der in der Arbeit von Bauer und Heidenhain[1] beschriebenen Versuchseinrichtung gemessen und daraus das lineare Schwindmaß berechnet.

Kadmium und Zink.

Nach den Untersuchungen von Hindrichs[2] bilden die Metalle Kadmium und Zink keine Mischkristalle miteinander. Auch Lorenz und Plumbridge[3] konnten keine Löslichkeit der Metalle ineinander feststellen. Die Schliffbilder zeigten je nach der Zusammensetzung der Legierung Kristalle der einen oder andern Komponente neben dem Eutektikum (82,6% Cd). In neuester Zeit ist eine sehr ausführliche Arbeit von Jenkins[4] erschienen, in der der Nachweis geführt wurde, daß 0,25% Cd von Zink bei Raumtemperatur in Lösung gehalten werden. Jenkins fand ferner, daß durch Kadmiumzusatz eine starke Kornverfeinerung eintritt. Das im reinen Zink vorhandene strahlige Gefüge war schon bei einem Gehalt von 1% Cd vollständig durch feines Korn verdrängt. Durch Erhöhung des Kadmiumzusatzes auf 3% wurden die Kristalle noch kleiner.

In Abb. 1 ist ein Teil des Zustandschaubildes nach Jenkins wiedergegeben, jedoch ohne die Linien, die sich aus der — inzwischen widerlegten — Annahme von 3 Modifikationen beim Zink ergeben. Grube und Burkhardt[1] fanden auf Grund der Bestimmung des elektrischen Widerstandes der Kadmium-Zinklegierungen etwas höhere Kadmiumgehalte bei der Sättigung der zinkreichen Mischkristalle als Jenkins. Die aus ihren Werten sich ergebenden Kurven sind in Abb. 1 gestrichelt eingezeichnet.

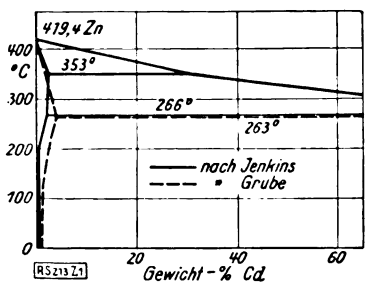


Abb. 1. Zustandschaubild Zink-Kadmium.

a) Einfluß eines Kadmiumzusatzes auf das Schwindmaß von Raffinadezink.

Zunächst wurden zum Vergleich Stäbe aus der im Abschnitt „Ausgangsmaterial" als „Reinzink" bezeichneten Zinksorte gegossen. Für die übrigen Schmelzen mit steigenden Cd-Gehalten wurde als Grundmetall das Raffinadezink mit der angegebenen Zusammensetzung verwandt. Durch Zugabe von metallischem Kadmium wurden Stäbe mit Gehalten von 0,1 bis 3,0% Cd hergestellt.

In Zahlentafel 1 sind die Ergebnisse der Schmelzreihe zur Bestimmung des Schwindmaßes zusammengestellt und in Abb. 2 im Schaubild aufgetragen.

Zahlentafel 1 und 2. Schwindmaß, Schlagarbeit und Härte von Cd-Zn-Legierungen.

Gehalt Cd %	Gußform Länge L mm	Schwindung $L - L_1$* mm	Schwindmaß $\frac{(L-L_1^*)100}{L}$ %	Spez. Schlagarbeit cmkg/cm²	Brinellhärte kg/mm²
Reinzink	249,66	4,22	1,69	34,7	38,3
0,11 (Raffinadezink)	249,66	3,93	1,57	36,0	42,6
0,2	249,66	3,85	1,54	35,1	45,9
0,3	249,66	3,77	1,51	34,2	48,4
0,4	249,66	3,68	1,47	34,1	49,2
0,5	249,66	3,55	1,42	34,0	50,1
0,6	249,66	3,46	1,39	33,7	51,0
0,7	249,66	3,37	1,35	33,3	51,9
0,8	249,66	3,30	1,32	33,1	52,8
0,9	249,66	3,24	1,30	32,8	52,8
1,0	249,66	3,18	1,27	32,8	53,8
2,0	249,66	2,75	1,10	32,4	54,8
3,0	249,66	2,57	1,03	34,1	53,8

* L_1 = Länge des völlig erkalteten Stabes.

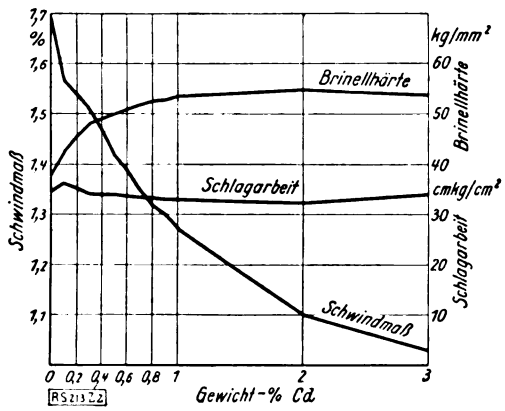


Abb. 2. Einfluß eines Kadmiumzusatzes auf Schwindmaß, Schlagarbeit und Brinellhärte von Raffinadezink.

[1] O. Bauer u. W. Heidenhain: Das Verhalten der Aluminium-Zinklegierungen. Z. Metallkunde Bd. 16, S. 221. 1924.

[2] G. Hindrichs: Über die Legierungen des Zinks mit Kadmium. Z. anorg. u. allg. Chem. Bd. 55, S. 415. 1907.

[3] R. Lorenz u. D. Plumbridge: Über die binären Systeme Zink-Zinn, Zink-Kadmium und die ternären Systeme Zink-Zinn-Kadmium. Z. anorg. u. allg. Chem. Bd. 83, S. 231. 1913.

[4] H. M. Jenkins: The constitution and the physical properties of the alloys of cadmium and zink. J. Inst. Metals Bd. 36, S. 63. 1926.

[1] G. Grube u. A. Burkhardt: Die elektrische Leitfähigkeit, die Korrosion und die Vergütbarkeit der Kadmium-Zinklegierungen. Z. Metallkunde Bd. 21, S. 231. 1929; ferner G. Grube u. A. Burkhardt: Festschrift der Technischen Hochschule Stuttgart zur Vollendung ihres ersten Jahrhunderts. Berlin: Julius Springer 1929, S. 140.

Digitized by Google

Abb. 2 läßt eine starke Abnahme des Schwindmaßes mit zunehmendem Kadmiumgehalt erkennen. Auffallend ist das besonders hohe Schwindmaß des „Reinzinkes". Im übrigen verläuft die Kurve gleichmäßig. Eine Richtungsänderung, etwa bei der Überschreitung der Sättigungsgrenze des Zinkmischkristalls, tritt nicht auf. Bei den Versuchen von Jenkins sowie von Grube und Burkhardt waren die Legierungen möglichst langsam und gleichmäßig abgekühlt, während von uns die Schmelzen in eine kalte Kokille von großem Wärmefassungsvermögen ausgegossen wurden. Das Gleichgewicht, wie es das Zustandschaubild vorsieht, konnte sich nicht einstellen. Während das reine Zink grobstrahlige Bruchstruktur aufwies, wurde mit zunehmendem Kadmiumgehalt das Bruchgefüge immer feiner; die grobstrahligen Kristalle mit breiten Spaltflächen verschwanden, und an ihre Stelle traten unregelmäßig nebeneinanderliegende Kriställchen.

b) Einfluß eines Kadmiumzusatzes auf die spezifische Schlagarbeit und die Brinellhärte von Raffinadezink.

Aus den zur Bestimmung des Schwindmaßes gegossenen Probestäben wurden Schlagproben mit den Abmessungen 100 × 10 × 8 herausgearbeitet. Die Proben waren ohne Kerb, sie wurden auf einem 150 cmkg-Pendelschlagwerk Bauart Schopper zerschlagen. Darauf wurde eine Seite der Schlagproben geschliffen und für Brinellhärtemessungen verwandt. Eingedrückt wurde eine Kugel von 2,5 mm Dmr. unter einer Belastung von 62,5 kg, die 30 s einwirkte. In Zahlentafel 2 sind die Ergebnisse dieser Versuche zusammengestellt und in Abb. 2 in Abhängigkeit vom Kadmiumgehalt aufgetragen.

Die Kurve für die spez. Schlagarbeit fällt vom Ausgangsmaterial „Raffinadezink" bis zu einem Kadmiumgehalt von 2% ganz langsam ab. Bei 3% Cd ist ein kleiner Anstieg zu beobachten. Das „Reinzink" hat eine geringere Schlagfestigkeit als das „Raffinadezink"; es ist anzunehmen, daß dieses Verhalten auf den Bleigehalt des Raffinadezinks zurückzuführen ist. Durch weiteren Zusatz von Kadmium wird die günstige Wirkung des Bleies wieder aufgehoben. Die Härte wird durch Kadmiumzusatz bis zu 2% Cd deutlich gesteigert. Bei 3% Cd tritt wieder ein schwacher Abfall der Härte auf.

Zum Vergleich seien noch die von Jenkins gefundenen Festigkeitswerte für gegossenes Material angeführt. Seine Versuche ergaben die größte Zugfestigkeit (12,6 kg/mm²) bei 5% Cd. Die Dehnungswerte stiegen von 2% bei reinem Zink bis auf 4% bei Zink mit 6% Cd. Die größte Härtezahl, 56 kg/mm² (10 mm Kugel, 500 kg und 2 Min. Versuchsdauer) fand Jenkins bei etwa 1,8% Cd.

c) Zusammenfassung.

Durch einen Kadmiumzusatz wird eine beträchtliche Verminderung des Schwindmaßes von Zink erreicht. Bei den Probestäben mit 3% Cd betrug das Schwindmaß nur wenig mehr als 1%. Die spezifische Schlagarbeit fällt bei Kadmiumzusatz bis zu 2% Cd schwach ab, um bei 3% wieder etwas anzusteigen. Umgekehrt steigt die Kurve der Brinellhärte bis zu einem Gehalt von 2% Cd langsam an, während der Härtewert der 3proz. Legierung mit 54 kg/mm² schon wieder etwas niedriger liegt.

Kupfer und Zink.

Die Zinklegierungen mit 0 bis 10% Cu sind von J. L. Haughton und K. E. Bingham[1] untersucht worden. O. Bauer und M. Hansen[2] haben dann das Zustandschaubild für die gesamten Cu-Zn-Legierungen aufgestellt. In Abb. 3 ist ein Teil dieses Schaubildes wiedergegeben. Die Löslichkeitslinie für die η-Kristalle ist nach den Untersuchungen von Haughton und Bingham eingezeichnet. Bei Zimmertemperatur sind in den η-Mischkristallen etwa 0,8% Cu gelöst, während die Löslichkeit bei 423° auf 2% Cu ansteigt.

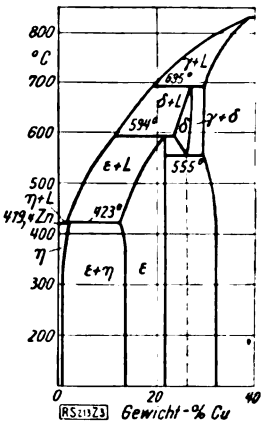


Abb. 3. Zustandschaubild Zink-Kupfer.

a) Einfluß eines Kupferzusatzes auf das Schwindmaß von Raffinadezink.

Die Versuchsausführung war die gleiche wie bei den Versuchen mit Kadmium. Als Vergleich diente das Raffinadezink.

In Zahlentafel 3 sind die Versuchsergebnisse zusammengestellt und in Abb. 4 aufgetragen.

Zahlentafel 3 und Abb. 4 zeigen bei Kupferzusätzen bis zu 2% eine stetige, jedoch bei weitem nicht so hohe Abnahme des Schwindmaßes wie beim Kadmiumzusatz (Abb. 2). Die Legierung mit 3% Cu schwindet wieder etwas stärker; ihr Schwindmaß ist ebenso groß wie das der 1proz. Legierung. Nach dem Zustandschaubild der Zink-Kupferlegierungen (Abb. 3) sind in den Legierungen bis 0,8% Cu nur η-Kristalle, bei den Legierungen mit mehr als 0,8% Cu $\eta + \varepsilon$-Kristalle zu erwarten. Die schroffe Abkühlung unserer Schmelzen hat eine vollständige Einstellung des Gefügegleichgewichts verhindert, so daß auch schon in den niedrig legierten Schmelzen ε-Mischkristalle auftreten.

b) Einfluß eines Kupferzusatzes auf die spezifische Schlagarbeit und die Brinellhärte von Raffinadezink.

In der gleichen Weise wie aus den kadmiumhaltigen, wurden auch aus den mit Kupfer legierten Stäben Schlagproben mit den Abmessungen 100 × 10 × 8 mm herausgearbeitet und auf dem kleinen 150 cmkg-Pendelschlagwerk zerschlagen. Die Proben mit 2 und 3% Cu-Gehalt zeigten nach dem Zerschlagen feines Bruchkorn, während alle übrigen strahlige Kristalle erkennen ließen. Die Reststücke dienten wie früher zu den Brinellhärtebestimmungen.

[1] J. L. Haughton u. K. E. Bingham: The constitution of alloys of aluminium, copper, zink, containing high percentage of zink. Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 99, S. 47. 1921.

[2] O. Bauer u. M. Hansen: Der Aufbau der Kupfer-Zinklegierungen. Mitt. Materialpr.-Amt u. d. Kaiser Wilhelm-Institut f. Metallforschg. Berlin-Dahlem. Berlin 1927, Sonderheft 4; auch Z. Metallkunde Bd. 19, S. 423. 1927.

Digitized by Google

Zahlentafel 3 und 4. Schwindmaß, Schlagarbeit und Härte von Cu-Zn-Legierungen.

Cu	Gußform Länge L	Schwindung $L - L_1$*	Schwindmaß $\frac{(L-L_1^*)100}{L}$	Spez. Schlagarbeit	Brinellhärte
%	mm	mm	%	cmkg/cm²	kg/mm²
Raffinadezink	249,66	3,93	1,57	36,0	42,6
0,1	249,66	3,90	1,56	35,5	46,7
0,2	249,66	3,88	1,55	35,6	48,4
0,3	249,66	3,85	1,54	35,9	52,8
0,4	249,66	3,84	1,54	36,5	54,8
0,5	249,66	3,82	1,53	37,0	57,9
0,6	249,66	3,80	1,52	38,1	60,1
0,7	249,66	3,78	1,51	38,5	60,1
0,8	249,66	3,75	1,50	39,2	61,2
0,9	249,66	3,72	1,49	39,9	62,4
1,0	249,66	3,70	1,48	41,2	63,6
2,0	249,66	3,50	1,40	45,8	71,7
3,0	249,66	3,70	1,48	49,3	74,7

* L_1 = Länge des völlig erkalteten Stabes.

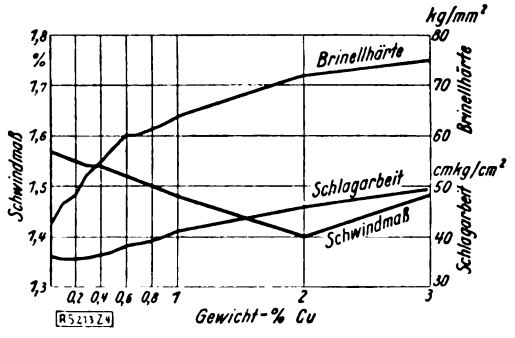


Abb. 4. Einfluß eines Kupferzusatzes auf Schwindmaß, Schlagarbeit und Brinellhärte von Raffinadezink.

In Zahlentafel 4 sind die Ergebnisse dieser Versuche zusammengestellt und in Abb. 4 aufgetragen. Zahlentafel 4 und Abb. 4 lassen erkennen, daß die spezifische Schlagarbeit des Zink zunächst bis etwa 0,4% Kupfer annähernd gleich bleibt und erst von da ab stärker steigt.

Im Gegensatz zu dem Verlauf der Kurve der spezifischen Schlagarbeit nimmt die Härte schon bei geringen Kupferzusätzen beträchtlich zu. Bei der Legierung mit 3% Kupfer wird fast die doppelte Härte wie bei dem Ausgangsmaterial erreicht. W. Rosenhain, J. L. Haughton und K. E. Bingham[1] haben in einer ausführlichen Arbeit die Legierungen des Zinks mit Aluminium und Kupfer untersucht. Sie konnten bei Gußlegierungen eine starke Erhöhung der Festigkeit von Zink mit zunehmendem Kupfergehalt feststellen; die beobachteten Dehnungswerte waren jedoch nur sehr gering. Versuche mit warmgepreßtem Material ergaben bei Zink mit 1% Cu eine starke Erhöhung der Festigkeit gegenüber dem unlegierten Material. Ein Hinzulegieren von weiteren 2% Cu bewirkte dagegen keine Verbesserung der Festigkeit gegenüber der 1proz. Legierung. Rosenhain und seine Mitarbeiter glauben, daß die Festigkeit der Legierungen in dem Maße zunimmt, wie im Gefüge die Anreicherung der η-Kristalle mit Kupfer der Sättigungsgrenze näherkommt. Mit dem ersten Auftreten der ε-Kristalle sei ein Erweichen der Legierung verbunden. Je größer dann aber die Menge der ε-Kristalle würde, um so mehr könne die Festigkeit zunehmen, da die ε-Kristalle härter als die η-Kristalle seien.

Die Brinellhärte der reinen Kupfer-Zinklegierungen ist von O. Bauer und O. Vollenbruck[1] untersucht worden. Auch sie konnten ein starkes Ansteigen der Härtezahlen mit zunehmendem Kupfergehalt beobachten.

c) Zusammenfassung.

Ein Kupferzusatz verringert das Schwindmaß des Zinkes. Diese Verminderung ist jedoch selbst bei einem Kupfergehalt von 2% nicht sehr groß. Bei der Legierung mit 3% Cu nimmt das Schwindmaß dann sogar wieder etwas zu. Die spezifische Schlagarbeit bleibt bis zu einem Kupfergehalt von 0,4% nahezu gleich, um bei weiterem Kupferzusatz stärker zuzunehmen. Die Brinellhärte steigt schon bei geringen Kupfergehalten beträchtlich an und bei 3% Cu ist die Härte etwa doppelt so hoch wie beim Ausgangsmaterial.

Zinn und Zink.

Das Zustandschaubild der Zinn-Zinklegierungen ist von Heycock und Neville[2], sowie später von Lorenz und Plumbridge[3] untersucht worden. In Abb. 5 ist ein Teil des von ihnen aufgestellten Diagramms wiedergegeben. Zinn und Zink bilden nach den Untersuchungen der genannten Forscher keine Mischkristalle, sondern nur ein bei etwa 200° schmelzendes Eutektikum mit ∾ 85% Sn. In Abb. 5 ist die Eutektikale nach den Untersuchungen von Lorenz und Plumbridge bei 199° eingezeichnet.

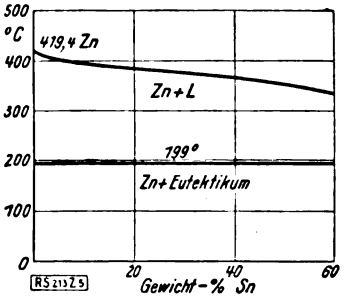


Abb. 5. Zustandschaubild Zink-Zinn.

a) Einfluß eines Zinnzusatzes auf das Schwindmaß von Raffinadezink.

Es wurden Stäbe mit verschiedenem Zinngehalt gegossen und ihr Schwindmaß nach dem Erkalten in der bekannten Weise bestimmt. In Zahlentafel 5 sind die Ergebnisse zusammengestellt und in Abb. 6 graphisch aufgetragen.

Aus Zahlentafel 5 und Abb. 6 geht hervor, daß das Zinn zu den Metallen gehört, die das Schwindmaß des Zinks stark vermindern. Schon durch einen Zusatz von

[1] W. Rosenhain, J. L. Haughton u. K. E. Bingham: Zink alloys with aluminium, copper. J. Inst. Metals Bd. 23, S. 261. 1920.

[1] O. Bauer u. O. Vollenbruck: Härtebestimmungen und Spannungsmessungen von Zink-Kupferlegierungen. Z. Metallkunde Bd. 19, S. 86. 1927.

[2] Heycock u. Neville: J. Am. Chem. Soc. Bd. 71, S. 383. 1897.

[3] R. Lorenz u. D. Plumbridge: Über die binären Systeme Zink-Zinn, Zink-Kadmium und das ternäre System Zink-Zinn-Kadmium. Z. anorg. u. allg. Chem. Bd. 83, S. 231. 1913.

Digitized by Google

nur 0,4% Sn wurde das Schwindmaß auf weniger als 1,3% verringert; höhere Zusätze wirken weiterhin günstig, so daß schließlich durch Zulegieren von 3% Sn ein Schwindmaß von weniger als 1% erreicht werden konnte.

Zahlentafel 5 und 6. Schwindmaß, Schlagarbeit und Härte von Sn-Zn-Legierungen.

Sn	Gußform Länge L	Schwindung $L - L_1$*	Schwindmaß $\frac{(L-L_1^*)100}{L}$	Spez. Schlagarbeit	Brinellhärte
%	mm	mm	%	cmkg/cm²	kg/mm²
Raffinadezink	249,66	3,93	1,57	36,0	42,6
0,1	249,66	3,72	1,49	30,2	44,4
0,2	249,66	3,44	1,38	31,9	43,6
0,3	249,66	3,32	1,33	30,1	43,6
0,4	249,66	3,20	1,28	30,2	43,6
0,5	249,66	3,10	1,24	30,5	43,6
0,6	249,66	3,01	1,21	31,2	43,6
0,7	249,66	2,96	1,18	32,4	43,6
0,8	249,66	2,86	1,15	20,0	43,6
0,9	249,66	2,79	1,12	32,1	43,6
1,0	249,66	2,75	1,10	32,1	41,5
2,0	249,66	2,51	1,01	37,3	41,5
3,0	249,66	2,44	0,98	41,0	39,6

* L_1 = Länge des völlig erkalteten Stabes.

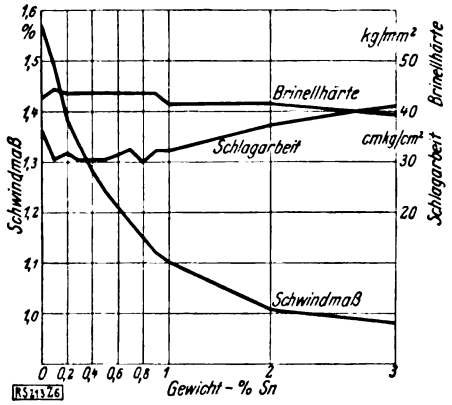


Abb. 6. Einfluß eines Zinnzusatzes auf Schwindmaß, Schlagfestigkeit und Brinellhärte von Raffinadezink.

b) Einfluß eines Zinnzusatzes auf die spezifische Schlagarbeit und die Brinellhärte von Raffinadezink.

Aus den Gußstäben wurden wieder die Proben zur Bestimmung der spezifischen Schlagarbeit und der Brinellhärte entnommen. Der Bruch der Schlagproben zeigte bis zu einem Gehalt von 1% Sn strahliges Gefüge, während die Proben mit 2 und 3% Sn feines Korn aufwiesen. Zahlentafel 6 enthält die Ergebnisse der Schlagversuche und der Härtebestimmungen. In Abb. 6 sind die Versuchsergebnisse aufgetragen. Die Kurve für die Schlagarbeit fällt zunächst, um mit höherem Zinngehalt wieder langsam anzusteigen. Aber erst der Wert für die Proben mit 2% Sn liegt etwas höher als der des Raffinadezinks.

Die Brinellhärte des Zinkes nimmt bei Zusatz von Zinn zunächst unerheblich zu und bleibt dann gleich. Von 1% Sn ab fällt die Kurve langsam. Die Härte ist aber auch noch bei 3% Sn etwas höher als die von reinem Zink, dagegen niedriger als die des unlegierten Raffinadezinks. Die Unterschiede sind jedoch allgemein nur sehr gering.

c) Zusammenfassung.

Durch einen Zusatz vom Zinn zum Zink wird das Schwindmaß erheblich heruntergedrückt. Der Einfluß von Zinn ist in dieser Hinsicht größer als der aller bisher untersuchten Metallzusätze. Die Legierung mit 3% Sn hat ein Schwindmaß von nur 0,98%. Die spezifische Schlagarbeit und die Brinellhärte von Zink ändern sich bei Zinnzusatz nur wenig. Ein Zusatz von 0,1% Sn verringert zwar die spezifische Schlagarbeit etwas; größere Mengen lassen die Kurve der spezifischen Schlagarbeit dann wieder langsam ansteigen. Entsprechend dem Absinken der Kurve für die spezifische Schlagarbeit nimmt die Brinellhärte zunächst etwas zu, bleibt dann gleich, um von einem Zinngehalt von 1% ab wieder langsam zu fallen.

Eisen und Zink.

Den Gefügeaufbau der Zink-Eisenlegierungen behandeln die Arbeiten von Vegesack[1], Raydt und Tammann[2] und W. M. Peirce[3]. Das in Abb. 7 wiedergegebene Teilzustandschaubild ist dem Buche von Bablik[4] entnommen. Der Diagrammausschnitt in Abb. 7 ist nach den auf Grund der Untersuchungen von L. H. Marshall und W. M. Peirce im Buch von Bablik wiedergegebenen Zustandschaubild gezeichnet worden. Nach Angaben von Peirce enthält der Zink-Eisen-Mischkristall (m in Abb. 7 oben) nur ganz geringe Mengen von Eisen in fester Lösung. Bei Zimmertemperatur sind nur etwa 0,008% Fe in den Zinkkristallen gelöst (Mischkristalle m). Nimmt der Eisengehalt der Legierung zu, so tritt im Gefüge die Verbindung $FeZn_7$ (n in Abb. 7), die überaus spröde ist, auf. Eisenhaltige Zinkmischkristalle und die Verbindung $FeZn_7$ sind also die Gefügebildner, die in dem von uns angewandten Legierungsbereich (bis 3% Fe) vorkommen können.

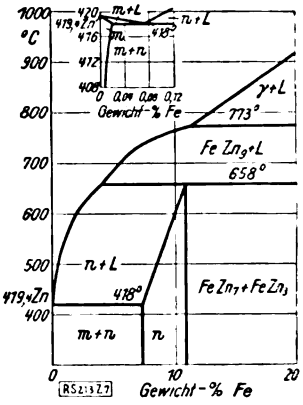


Abb. 7. Zustandschaubild Zink-Eisen.

a) Einfluß eines Eisenzusatzes auf das Schwindmaß von Raffinadezink.

Es war beabsichtigt, Legierungen mit 0,1 bis 3% Eisen zu erschmelzen. Zunächst machte es Schwierigkeiten, reines Eisen mit dem Raffinadezink gleichmäßig zu legieren. Daher wurde das Eisen in Form von Hobelspänen mit der vorher verschmolzenen Zinkmenge übergossen und hierdurch vor Oxydation geschützt. Durch

[1] A. v. Vegesack: Über Zink-Thallium- und Zink-Eisenlegierungen. Z. anorg. u. allg. Chem. Bd. 52, S. 30. 1906.

[2] U. Raydt u. G. Tammann: Struktur und Eigenschaften von unter Druck zusammengeschmolzenen Zink-Eisenlegierungen. Z. anorg. u. allg. Chem. Bd. 83, S. 257. 1913.

[3] W. M. Peirce: Min. Metallurgy, Febr. 1922.

[4] Bablik: Grundlagen des Verzinkens. Berlin: Julius Springer 1930.

Digitized by Google

besonders langes Flüssighalten der Schmelze gelang es, alles Eisen in Lösung zu bringen.

Die Bestimmung des Schwindmaßes erfolgte alsdann an den gegossenen Stäben wie beschrieben. In Zahlentafel 7 sind die Ergebnisse zusammengestellt und in Abb. 8 graphisch aufgetragen.

Zahlentafel 7 und 8. Schwindmaß, Schlagarbeit und Härte von Fe-Zn-Legierungen.

Fe	Gußform Länge L	Schwindung $L - L_1$*	Schwindmaß $\frac{(L-L_1^*)100}{L}$	Spez. Schlagarbeit	Brinellhärte
%	mm	mm	%	cmkg/cm²	kg/mm²
Raffinadezink	249,66	3,93	1,57	36,0	42,6
0,1	249,66	4,20	1,68	29,3	48,4
0,2	249,66	4,15	1,66	28,3	49,2
0,3	249,66	4,08	1,63	27,6	50,1
0,4	249,66	4,03	1,61	26,5	51,0
0,5	249,66	3,97	1,59	24,8	51,9
0,6	249,66	3,92	1,57	24,0	52,8
0,7	249,66	3,87	1,55	22,2	53,8
0,8	249,66	3,84	1,54	21,2	55,8
0,9	249,66	3,82	1,53	20,9	56,8
1,0	249,66	3,80	1,52	19,6	57,9
2,0	249,66	3,55	1,42	17,7	63,6
3,0	249,66	3,25	1,30	16,1	68,8

* L_1 = Länge des völlig erkalteten Stabes.

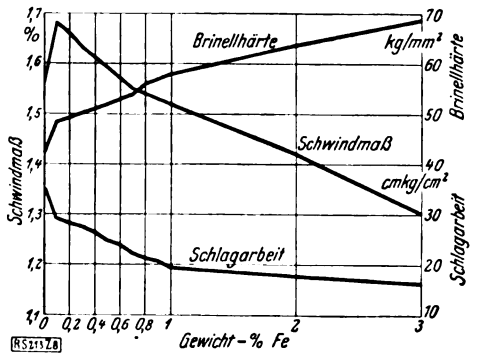


Abb. 8. Einfluß eines Eisenzusatzes auf Schwindmaß, Schlagarbeit und Brinellhärte von Raffinadezink.

Das Schwindmaß des Raffinadezinks nimmt beim Zulegieren von 0,1% Fe stark zu. Es wurde nahezu das hohe Schwindmaß der von uns mit „Reinzink" bezeichneten Zinksorte erreicht (Zahlentafel 1). Bei weiterem Eisenzusatz fällt die Schwindmaßkurve; aber erst die Legierungen mit einem Gehalt von mehr als 0,5% Fe haben ein geringeres Schwindmaß als das Raffinadezink ohne absichtlichen Legierungszusatz. Das Schwindmaß nimmt dann weiter ziemlich gleichmäßig ab und erreicht bei 3% Fe den Wert von 1,3%.

b) Einfluß eines Eisenzusatzes auf die spezifische Schlagarbeit und die Brinellhärte von Raffinadezink.

In Zahlentafel 8 sind die Versuchsergebnisse zusammengestellt und in Abb. 8 graphisch aufgetragen.

Im Gegensatz zu den bisher untersuchten Legierungen zeigten alle Schlagproben dieser Versuchsreihe, auch die mit 2 und 3% Fe im Bruch strahlige Kristalle. Es konnten schon mit bloßem Auge auf den Bruchflächen graue Einlagerungen der chemischen Verbindung $FeZn_7$ beobachtet werden, deren Menge mit dem Eisengehalt der Legierung zunahm. Aus Zahlentafel 8 und Abb. 8 läßt sich der ungünstige Einfluß eines Eisenzusatzes zum Zink deutlich erkennen. Die spezifische Schlagarbeit sinkt schon bei einem Zusatz von nur 0,1% Fe auf weniger als 30 cmkg, die Legierung mit 1% Fe weist nur noch eine spezifische Schlagarbeit von $\sim$ 20 cmkg auf. Wird der Eisenzusatz auf 3% erhöht, so sinkt sie weiter auf den außerordentlich niedrigen Wert von 16 cmkg herab. Diese starke Abnahme der Widerstandsfähigkeit gegen Schlagbeanspruchung bei Zusatz von Eisen zum Zink ist nach dem Schaubild auf die mit der Höhe des Eisengehaltes in der Legierung zunehmende Menge des Gefügebestandteiles $FeZn_7$ zurückzuführen.

Die eine Seite der Schlagproben wurde geschliffen und zur Bestimmung der Brinellhärte verwandt. Die Ergebnisse der Härtemessungen sind ebenfalls in der Zahlentafel 8 aufgeführt und in Abb. 8 eingetragen. Schon ein geringer Eisengehalt bewirkt ein starkes Ansteigen der Härte und bei 3% Fe wird eine Härte von fast 69 kg/mm² erreicht, ein Wert, der nur wenig unterhalb der Härte einer Zinklegierung mit 3% Cu liegt.

c) Zusammenfassung.

Ein Zusatz von 0,1% Fe zum Zink bewirkt zunächst eine starke Erhöhung des Schwindmaßes. Durch weitere Eisenzusätze nimmt das Schwindmaß zwar gleichmäßig ab, aber erst bei 0,5% Fe wird das Schwindmaß des Ausgangsmaterials erreicht. An sich ist die Verringerung der Schwindung durch Hinzulegieren von Eisen ziemlich gering. Die Legierung mit 3% Fe hat immer noch ein Schwindmaß von 1,3%. Die spezifische Schlagarbeit von Zink nimmt bei Eisenzusatz schnell stark ab; umgekehrt läßt sich durch Eisen die Brinellhärte wesentlich erhöhen. Das Bruchkorn war im Gegensatz zu den bisher angewandten Metallzusätzen auch bei 2 und 3% grobstrahlig und infolge der mit steigendem Eisengehalt wachsenden Menge der Verbindung $FeZn_7$ mattgrau.

Antimon und Zink.

Antimon findet sich ebenfalls häufig, wenn auch nur in ganz geringen Mengen, im technischen Zink.

Das Zustandschaubild der Zink-Antimonlegierungen ist von K. Mönkemeyer[1] und später von S. F. Zemczuznyj[2] sowie von P. Arnemann[3] untersucht worden. Sie fanden, daß durch Antimon in Mengen bis zu etwa 2,5% der Schmelzpunkt des Zinks allmählich bis auf 412,5° heruntergedrückt wird. Höhere Antimongehalte lassen die Liquiduslinie dann wieder ansteigen. Das Gefüge besteht bei den zinkreichen Antimonlegierungen aus Zn-Kristallen in dem Eutektikum, $Zn + Zn_3Sb_2$. Ist der Antimongehalt größer als 2,5%, so scheidet sich die Verbindung Zn_3Sb_2 primär aus.

[1] K. Mönkemeyer: Über Zink-Antimonlegierungen. Z. anorg. u. allg. Chem. Bd. 43, S. 182. 1905.

[2] S. F. Zemczuznyj: Zink-Antimonlegierungen. Z. anorg. u. allg. Chem. Bd. 49, S. 384. 1906.

[3] P. Th. Arnemann: Die metallographische Untersuchung von Zink und zinkreichen Legierungen des Zinks mit den im Rohzink häufiger enthaltenen Metallen. Metallurgie Bd. 7, S. 201. 1910.

Digitized by Google

Im Jahre 1927 erschien eine Arbeit von Takei[1], deren Ergebnisse sich für die zinkreichen Legierungen im wesentlichen mit denen der vorher genannten Verfasser decken. Abb. 9 zeigt einen Teil des Zustandsschaubildes von Takei. Das Eutektikum erstarrt nach seinen Versuchen bei 411°. Die eutektische Legierung hat einen Gehalt von 3% Sb.

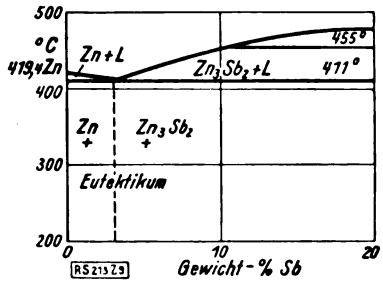


Abb. 9. Zustandschaubild Zink-Antimon.

a) Einfluß eines Antimon-Zusatzes auf das Schwindmaß von Raffinadezink.

Das Schwindmaß der von uns gegossenen antimonhaltigen Zinkstäbe wurde in der schon früher beschriebenen Weise bestimmt. Zahlentafel 9 enthält die Ergebnisse dieser Messungen. In Abb. 10 ist das Schwindmaß in Abhängigkeit vom Antimongehalt graphisch aufgetragen. Aus Zahlentafel 9 und Abb. 10 geht hervor, daß kleine Antimonmengen die Schwindmaßkurve zunächst verhältnismäßig stark absinken lassen. Je größer jedoch der Antimongehalt der Legierung wird, um so langsamer fällt die Kurve; 1, 2 und 3% Sb bedingen nur noch kaum einen Unterschied im Schwindmaß.

Zahlentafel 9 und 10. Schwindmaß, Schlagarbeit und Härte von Sb-Zn-Legierungen.

Sb %	Gußform Länge L mm	Schwindung $L - L_1$* mm	Schwindmaß $\frac{(L - L_1^*)100}{L}$ %	Spez. Schlagarbeit cmkg/cm²	Brinellhärte kg/mm²
Raffinadezink	249,66	3,93	1,57	36,0	42,6
0,1	249.66	3,60	1,44	35,0	45,1
0,2	246,66	3,52	1,41	35,0	46,7
0,3	249.66	3,44	1,38	35.0	46.7
0,4	249.66	3.41	1,37	34,0	47,5
0,5	249.66	3,40	1,36	31,0	47,5
0,6	259.66	3,37	1,35	31,0	47,5
0,7	249.66	3.36	1,34	29,8	48,4
0,8	249.66	3,35	1.34	29,7	48,8
0,9	249.66	3,32	1.33	29,7	49.2
1,0	249.66	3.30	1.32	29,7	51,0
2.0	249.66	3.27	1.31	26.6	51.9
3,0	249,66	3,22	1,29	26,4	54.8

* L_1 = Länge des völlig erkalteten Stabes.

b) Wirkung eines Antimonzusatzes auf die spezifische Schlagarbeit und die Brinellhärte von Raffinadezink.

Aus den Gußstäben wurden wieder je zwei Schlagproben (Abmessungen 100 × 10 × 8 mm) herausgeschnitten und auf dem Pendelschlagwerk mit 150 cmkg Arbeitsinhalt zerschlagen. Die Zahlenwerte für die spezifische Schlagarbeit und für die Brinellhärte sind in Zahlentafel 10 zusammengestellt und in Abb. 10 graphisch aufgetragen. Hiernach beeinflußt Antimon die Schlagfestigkeit von Raffinadezink nur wenig, die Kurve fällt sehr langsam; bei 3% Antimon ist die spezifische Schlagarbeit erst auf 26,4 cmkg/cm² gesunken.

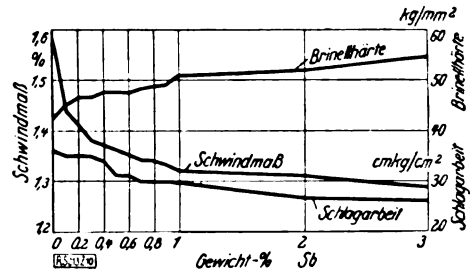


Abb. 10. Einfluß eines Antimonzusatzes auf Schwindmaß, Schlagarbeit und Brinellhärte von Raffinadezink.

Durch Legieren mit Antimon wird das Zink härter. Diese Härtesteigerung, die auch schon von P. Ludwik[1] festgestellt wurde, ist etwa so groß wie die bei einem Kadmiumgehalt von der gleichen Höhe.

c) Zusammenfassung.

Die Versuche zeigen, daß durch Antimonzusatz das Schwindmaß von Zink ebenfalls verringert wird. Kleine Antimonmengen bis zu 0,3% erweisen sich als ziemlich wirksam, während bei größeren Antimonzusätzen der Einfluß geringer wird, so daß die Legierung mit 3% Sb immer noch 1,29% Schwindung besitzt. Die spezifische Schlagfestigkeit wird durch Antimonzusatz nicht erheblich verschlechtert. Selbst die Proben mit 3% Sb zeigten noch eine spezifische Schlagarbeit von 26,4 cmkg/cm². Mit der Abnahme der Schlagarbeit ist eine Zunahme der Brinellhärte verbunden, die etwa ebenso stark ist wie bei gleich hohen Kadmiumzusätzen.

Magnesium und Zink.

Der Gefügeaufbau der Magnesium-Zinklegierungen ist von B. Chadwick[2] und in neuester Zeit von W. Hume-Rothery und E. O. Rounsefell[3] untersucht worden. In Abb. 11 ist ein Teil des Zustandschau-

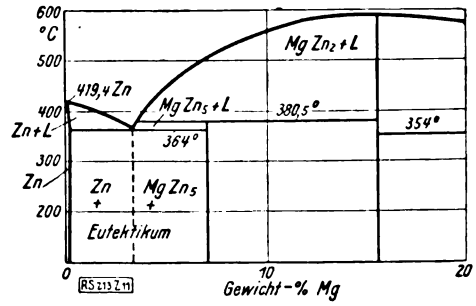


Abb. 11. Zustandschaubild Zink-Magnesium.

[1] Takeshi Takei: On the equilibrium diagramm of the zink-antimony-system. Science Reports Tohoku-Imperial University Bd. 16, S. 1031. 1927.

[1] P. Ludwik: Über die Härte der Metallegierungen. Z. anorg. u. allg. Chem. Bd. 94, S. 161. 1916; ferner: Die Härte der technisch wichtigsten Legierungen. Z. V. d. I. Bd. 61, S. 549. 1917.

[2] R. Chadwick: The constitution of the alloys of magnesium and zink. J. Inst. Metals Bd. 39, S. 285. 1928.

[3] W. Hume-Rothery u. E. O. Rounsefell: The system magnesium-zink. J. Inst. Metals Bd. 41, S. 119. 1929.

Digitized by Google

bildes aus der Arbeit von Hume-Rothery und Rounsefell wiedergegeben. Nach diesen Untersuchungen liegt die Löslichkeitsgrenze der Zinkmischkristalle für Magnesium bei etwa 0,1% Mg. Bei mehr als 0,1% Mg besteht das Gefüge bis etwa 3,3% Mg (eutektischer Punkt) aus primär ausgeschiedenen Zink-Mischkristallen und dem Eutektikum $Zn + Zn_5Mg$. Das Eutektikum erstarrt bei 364°.

a) Einfluß eines Magnesiumzusatzes auf das Schwindmaß von Raffinadezink.

Die von uns gegossenen Stäbe enthielten 0,1 bis 3% Mg. Nach dem Erstarrungsschaubild Abb. 11 enthalten diese Legierungen im Gefüge neben den Zinkkristallen das Eutektikum $Zn + MgZn_5$. In Zahlentafel 11 sind die Ergebnisse der Schwindmaßbestimmungen zusammengestellt und in Abb. 12 in Abhängigkeit von Magnesiumgehalt graphisch aufgetragen.

Zahlentafel 11 und 12. Schwindmaß, Schlagarbeit und Härte von Mg-Zn-Legierungen.

Mg %	Gußform Länge L mm	Schwindung $L - L_1$* mm	Schwindmaß $\frac{(L-L_1^*)100}{L}$ %	Spez. Schlagarbeit cmkg/cm²	Brinellhärte kg/mm²
Raffinadezink	249,66	3,93	1,57	36,0	42,6
0,1	249,66	3,49	1,40	32,1	51,0
0,2	249,66	3,30	1,32	23,8	55,8
0,3	249,66	3,16	1,26	23,5	58,9
0,4	249,66	3,00	1,20	23,5	61,2
0,5	249,66	2,88	1,15	23,2	63,6
0,6	249,66	2,85	1,14	22,7	67,5
0,7	249,66	2,80	1,12	23,8	70,2
0,8	249,66	2,78	1,11	23,3	71,7
0,9	249,66	2,75	1,10	21,8	73,2
1,0	249,66	2,73	1,09	21,5	76,3
2,0	249,66	2,60	1,04	19,5	94,9
3,0	249,66	2,49	1,00	11,1	142

* L_1 = Länge des völlig erkalteten Stabes.

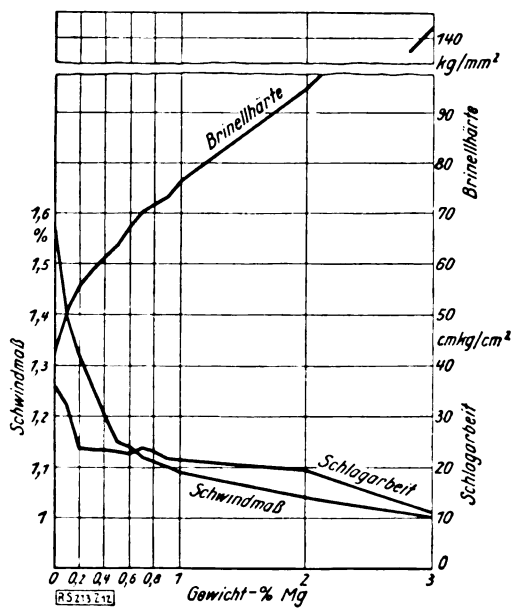


Abb. 12. Einfluß eines Magnesiumzusatzes auf Schwindmaß, Schlagarbeit und Brinellhärte von Raffinadezink.

Nach Zahlentafel 11 und Abb. 12 nimmt das Schwindmaß mit zunehmendem Magnesiumgehalt sehr stark ab. Besonders auffallend ist der Einfluß geringer Mengen von Magnesium. Schon durch einen Zusatz von nur 0,3% Mg wird ein Schwindmaß von weniger als 1,3% erreicht. Bei 3% Mg beträgt das Schwindmaß nur noch 1%.

b) Wirkung eines Magnesiumzusatzes auf die spezifische Schlagarbeit und die Brinellhärte von Raffinadezink.

Die Ergebnisse der Schlagversuche und der Härtebestimmungen sind in Zahlentafel 12 zusammengestellt und in Abb. 12 graphisch aufgetragen.

Aus Zahlentafel 12 und Abb. 12 geht hervor, daß bereits 0,1 und 0,2% Magnesium die spezifische Schlagarbeit stark herunterdrücken; darüber hinausgehende Magnesiumgehalte bis zu 2% Mg beeinflussen sie nur noch wenig. Sehr gering sind dagegen die Werte, die von den Proben mit 3% Mg erreicht wurden. Diese Stäbe waren so spröde, daß einige von ihnen schon beim unvorsichtigen Hinlegen auf eine Holztischplatte zerbrachen. Auch das Aufschlagen der Bezeichnungen mußte überaus vorsichtig geschehen, um die Stäbe nicht vorzeitig zu Bruch gehen zu lassen. Die Schlagproben mit 0,1 bis 1% Mg zeigten im Bruch strahliges Gefüge. Feines Korn hatten die Proben mit 2% Mg, während der Bruch der 3proz. Legierungen dem eines amorphen Stoffs ähnelte. Auffallend ist bei diesen Mg-haltigen Zinklegierungen ferner die geringe Korrosionsfestigkeit. Die Schlagproben mit 2 und 3% Mg überzogen sich schon wenige Stunden nach der Bearbeitung mit einer weißlichen Schicht; ebenso trat dieses Mattwerden der Oberfläche auch an den noch mit der Gußhaut versehenen Stäben sehr früh ein.

Schon geringe Zusätze von Magnesium erhöhen die Brinellhärte des Zinks erheblich. Die Härtekurve steigt bis zu einem Gehalt von 2% Mg ziemlich gleichmäßig. Während die Proben mit 2% Mg eine etwa doppelt so hohe Härte wie das Ausgangsmaterial aufwiesen, ergab der Zusatz von einem weiteren Prozent Magnesium den außergewöhnlich hohen Wert von 142 kg/mm².

c) Zusammenfassung.

Durch Magnesium wird die Schwindung von Raffinadezink bedeutend vermindert. Mit einem Zusatz von nur 0,4% wird bereits das niedrige Schwindmaß von 1,2% erreicht. Die Legierung mit 3% Mg hat ein Schwindmaß von nur 1%. Leider geht diese Verringerung des Schwindens mit einer starken Verschlechterung der Festigkeitseigenschaften Hand in Hand. Das Zink wird durch höheren Magnesiumzusatz außerordentlich spröde. Die Werte für die spezifische Schlagarbeit sinken schon bei 1% Mg auf etwa 21 cmkg/cm², während die Proben mit 3% Mg eine spezifische Schlagarbeit von nur 11 cmkg/cm² haben. Verbunden mit dieser Abnahme der Widerstandsfähigkeit gegen Schlagbeanspruchung ist eine starke Zunahme der Brinellhärte. Ein Zusatz von 3% ergibt eine Brinellhärte von mehr als 140 kg/mm². Ungünstig ist ferner bei höheren Magnesiumzusätzen der geringe Widerstand gegen Korrosion. Die Oberfläche der Schlagproben mit 2 und 3% Mg war schon wenige Stunden nach der Bearbeitung beim Liegen an der Luft

Digitized by Google

von einer weißlichen Korrosionsschicht bedeckt. In geringen Mengen (bis etwa 0,4% Mg) scheint jedoch Magnesium für Zinkguß ein wertvoller Legierungsbestandteil zu sein.

Blei und Zink.

Das Erstarrungsschaubild Zink-Blei ist von C. T. Heycock und J. H. Neville[1] sowie von P. Th. Arnemann[2] untersucht worden. Der in Abb. 13 wiedergegebene Diagrammausschnitt ist nach den Angaben im Buche von Bablik gezeichnet. Durch Zusatz von etwa 1% Pb zum Zink wird der Erstarrungspunkt des Zinks auf 418° herabgedrückt. Bei höheren Bleigehalten tritt „Schichtenbildung" auf. Das Lösungsvermögen von Zink für Blei sinkt mit der Temperatur. Bei Zimmerwärme ist es nahezu gleich Null.

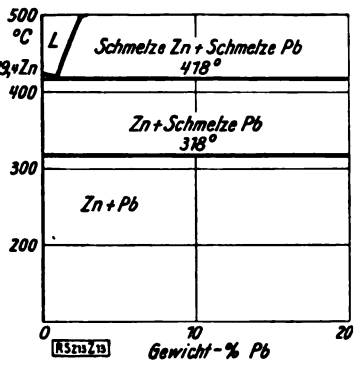


Abb. 13. Zustandschaubild Zink-Blei.

a) Einfluß eines Bleizusatzes auf das Schwindmaß von Zink.

Raffinadezink enthält stets mehr oder weniger hohe Gehalte an Blei. Das für unsere bisherigen Versuche verwendete Raffinadezink enthielt nach der Analyse, vgl. S. 24 (Ausgangsmaterial), 1,12% Pb. Um den Einfluß des Bleies auf reines Zink festzustellen, verwandten wir für diese Versuche das auf S. 25 als „Reinzink" bezeichnete Zink mit nur 0,014% Pb, dem wir die entsprechenden Bleimengen hinzulegierten.

Die Schmelzen wurden besonders häufig und gründlich umgerührt, um eine möglichst gute Verteilung des Bleis im Zink zu erreichen. Die Stäbe wurden wieder in der bereits erwähnten Weise gegossen. Nach dem völligen Erkalten wurde die Schwindung gemessen und daraus das Schwindmaß bestimmt. In Zahlentafel 13 sind die Ergebnisse zusammengestellt und in Abb. 14 graphisch aufgetragen. Zahlentafel 13 und Abb. 14 lassen erkennen, daß auch Blei das Schwindmaß von Zink herunterdrückt; jedoch ist die Abnahme der Schwindung selbst bei der Legierung mit 3% Pb nicht sehr erheblich.

b) Wirkung eines Bleizusatzes auf die spezifische Schlagarbeit und die Brinellhärte von Zink.

Die Ergebnisse der Schlagversuche sind in Zahlentafel 14 zusammengestellt und in Abb. 14 graphisch aufgetragen. Alle Proben zeigten strahliges Bruchgefüge. Zahlentafel 14 und Abb. 14 enthalten auch die Ergebnisse der Härtebestimmungen. Die spezifische Schlag-

[1] C. T. Heycock u. F. H. Neville: J. Chem. Soc. Bd. 71, S. 394. 1897.

[2] P. Th. Arnemann: Metallurgie Bd. 7, S. 201. 1910.

Zahlentafel 13 und 14. Schwindmaß, Schlagarbeit und Härte von Pb-Zn-Legierungen.

Pb	Gußform Länge L	Schwindung $L - L_1$*	Schwindmaß $\frac{(L-L_1^*)100}{L}$	Spez. Schlagarbeit	Brinellhärte
%	mm	mm	%	cmkg/cm²	kg/mm²
Reinzink	249,66	4,22	1,69	34,7	38.3
0,1	249,66	4,10	1,64	36,1	37.7
0,2	249,66	4,08	1,63	31,6	37.1
0,3	249,66	4,05	1,62	34,2	38.6
0,4	249,66	3,96	1,59	34,8	39.6
0,5	249,66	3,94	1,58	35,4	38.9
0,6	249,66	3,91	1,57	37,8	36.5
0,7	249,66	3,90	1,56	37,0	38.0
0,8	249,66	3,88	1,55	35,3	40.0
0,9	249,66	3,85	1,54	44,7	39.6
1,0	249,66	3,82	1,53	41,5	38,0
2,0	249,66	3,64	1,46	35,6	37.7
3,0	249,66	3,52	1,41	34,1	37.4

* L_1 = Länge des völlig erkalteten Stabes.

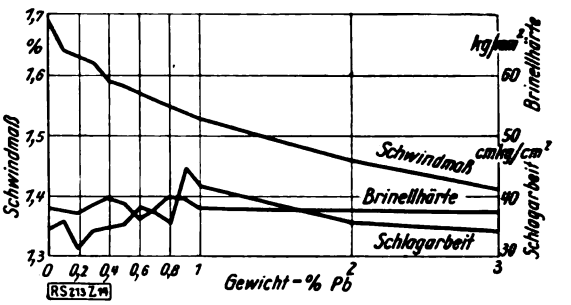


Abb. 14. Einfluß eines Bleizusatzes auf Schwindmaß, Schlagarbeit und Brinellhärte von Reinzink.

festigkeit von Zink nimmt, wenn man von einigen geringen Schwankungen absieht, durch Bleizusatz zunächst langsam zu. Die höchsten Werte wurden bei 0,9% Pb gefunden, von da ab fällt die Kurve wieder, so daß die Proben mit 3% Pb etwa die gleiche spezifische Schlagarbeit aufwiesen wie das Ausgangsmetall (Reinzink).

Die Brinellhärte verändert sich durch Bleizusatz nicht wesentlich. Die geringen Schwankungen dürften mit örtlichen Entmischungen zusammenhängen.

c) Zusammenfassung.

Auch Blei gehört zu den Metallen, durch deren Zusatz das Schwindmaß von Zink verringert wird. Jedoch ist selbst bei einem Gehalt von 3% die Schwindung des Zinks noch immer recht erheblich. Die Schlagfestigkeit nimmt bei Zusätzen bis zu 0,9% Pb etwas zu.

Die Brinellhärte des Zinkes wird durch Bleizusatz so gut wie gar nicht beeinflußt. Selbst die Proben mit 3% Pb hatten annähernd die gleiche Härte wie das Ausgangsmaterial. Infolge der nahezu völligen Unlöslichkeit von Blei im Zink und wegen des hohen Unterschiedes im spezifischen Gewicht beider Metalle ist anscheinend das Blei vielfach ungleichmäßig im Zink verteilt. Hierin dürfte die Erklärung für die zum Teil schwankenden Werte der Schlagarbeit und Brinellhärte zu suchen sein.

Vergleich des Einflusses der verschiedenen Metallzusätze.

a) Einfluß auf das lineare Schwindmaß.

Die von uns ermittelten Schwindmaßkurven für Zink mit verschiedenen Metallzusätzen (bis zu 3% des Zu-

Digitized by Google

satzmetalles) sind in Abb. 15 der besseren Vergleichsmöglichkeit wegen zusammen aufgetragen.

Aus Abb. 15 geht hervor, daß Kadmium, Zinn und Magnesium das Schwindmaß des Zinkes stark herunterdrücken[1]. Besonders auffallend ist die kräftige Wirkung sehr kleiner Zusätze von Zinn und Magnesium, während die günstige Wirkung des Kadmiums erst bei höheren Gehalten deutlich in Erscheinung tritt.

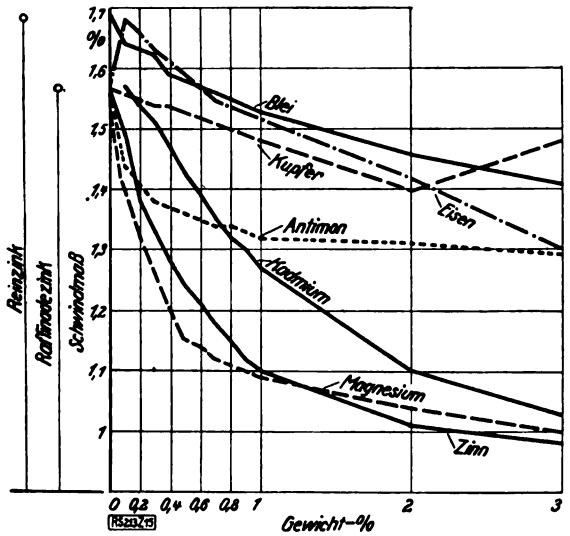


Abb. 15. Einfluß von Kadmium, Kupfer, Zinn, Eisen, Antimon, Magnesium und Blei auf das Schwindmaß von Zink.

Kupfer, Blei und Eisen beeinflussen die Schwindung des Zinks unerheblich. Eisen verursacht zunächst sogar einen schwachen Anstieg der Kurve.

Antimon steht bezüglich des Einflusses auf die Schwindung des Zinks zwischen den kräftig wirkenden Stoffen (Kadmium, Zinn, Magnesium) und den weniger günstig wirkenden (Kupfer, Blei, Eisen). Kleine Zusätze (bis etwa 0,3%) bedingen zunächst ebenfalls einen deutlichen Abfall der Schwindungskurve; eine weitere Steigerung des Antimongehaltes ist nur noch von geringem Einfluß.

Ein Zusammenhang zwischen Zustandschaubild und Schwindungskurve scheint nicht zu bestehen. Bei den die Schwindung stark herunterdrückenden Stoffen Zinn, Kadmium und Magnesium treten teils Verbindungen im Gefüge auf (Zn-Mg), teils nicht (Zn-Cd und Zn-Sn); ebenso ist es bei den Stoffen, die die Schwindung nur unerheblich beeinflussen. In den Legierungsreihen Zn-Cu und Zn-Fe treten Verbindungen auf, ebenso in der Legierungsreihe Zn-Sb, in der Legierungsreihe Zn-Pb jedoch nicht.

b) Einfluß auf die Schlagfestigkeit.

Die für die einzelnen Zusatzstoffe gefundenen Kurven für die Schlagarbeit sind in Abb. 16 zusammen aufgetragen. Eisen, Magnesium und in geringerem Maße auch Antimon, drücken die Schlagfestigkeit des Zinks stark herunter, während Kupfer einen ausgesprochen günstigen Einfluß ausübt. Zinn ergab zunächst einen schwachen Abfall der Schlagfestigkeit, bei höheren Zusätzen (2 und 3% Sn) trat ein deutlicher Anstieg auf. Kadmium ist ohne merkbaren Einfluß, scheinbar auch Blei, jedoch waren beim Blei die Einzelwerte sehr schwankend. Ein deutlicher Zusammenhang zwischen Zustandschaubild und Schlagfestigkeit ist auch hier nicht zu erkennen.

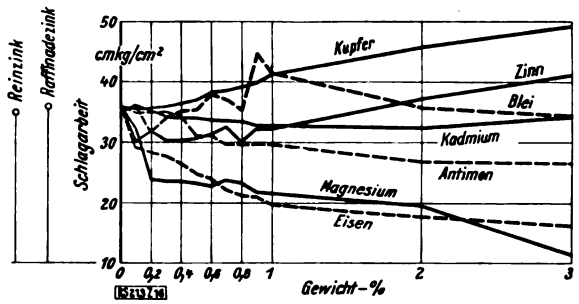


Abb. 16. Einfluß von Kadmium, Kupfer, Zinn, Eisen, Antimon, Magnesium und Blei auf die Schlagfestigkeit von Zink.

c) Einfluß auf die Brinellhärte.

Die Zusammenstellung der Härtekurven in Abb. 17 läßt folgendes erkennen. Die stärkste Härtesteigerung wird durch Mg erzielt, ähnlich, jedoch schwächer, wirken Kupfer und Eisen. Alle drei Stoffe bilden mit Zink chemische Verbindungen.

Antimon und Kadmium bewirken bis etwa 1% ebenfalls einen schwachen Anstieg der Härte; ein höherer Zusatz (2 und 3%) ist nahezu ohne Einfluß. Blei und Zinn beeinflussen die Härte des Zinks fast gar nicht.

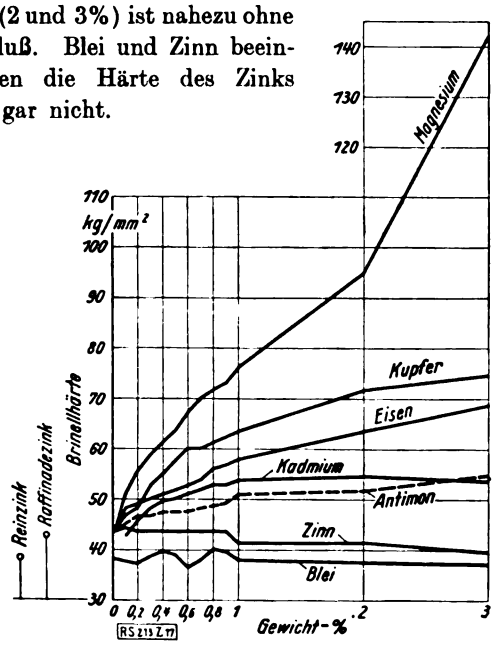


Abb. 17. Einfluß von Kadmium, Kupfer, Zinn, Eisen, Antimon, Magnesium und Blei auf die Brinellhärte von Zink.

Hiernach wird die Härte des Zinks durch das Auftreten von Metallverbindungen stark erhöht (Zn-Mg, Zn-Cu, Zn-Fe). Die Metalle, die mit Zink keine chemischen Verbindungen bilden (Zn-Sn, Zn-Pb), sind auf die Härte innerhalb der gewählten Konzentration (bis 3%) ohne Einfluß.

Eine Zwischenstellung nehmen Antimon (bildet eine Verbindung) und Kadmium (bildet keine Verbindung) ein. Ihr Einfluß ist jedoch nur unerheblich

[1] Den Einfluß des Aluminiums auf die Schwindung von Zink haben Bauer u. Heidenhain (Z. Metallkunde Bd. 16, S. 221. 1924) ermittelt. Hiernach drückt ein Zusatz von Aluminium (bis etwa 2,5% Al) das Schwindmaß des Zinks ebenfalls stark (bei Kokillenguß bis etwa 1,2%) herunter.

Digitized by Google

Zusammenfassung der gesamten Ergebnisse.

Zinn ist nach unseren Untersuchungen das bestgeeignete Zusatzmetall für Zinkguß. Die Schwindung des Zinks wird durch Zinn sehr stark erniedrigt, die Schlagfestigkeit bei kleinen Zusätzen nur unerheblich herabgedrückt, bei Zusätzen zwischen 1 und 3% sogar erhöht und die Härte fast gar nicht verändert.

Magnesium vermindert die Schwindung ebenso stark wie Zinn. Die Schlagfestigkeit wird jedoch schon bei kleinen Zusätzen stark erniedrigt und dementsprechend die Härte stark gesteigert. Der Zinkguß wird also durch Magnesiumzusatz erheblich spröder und härter. Wo hohe Härte erwünscht ist und die Sprödigkeit ohne Gefahr für den Konstruktionsteil in Kauf genommen werden kann, kommt somit auch ein kleiner Magnesiumzusatz in Frage.

Kadmium vermindert ebenfalls die Schwindung, die Wirkung ist jedoch bei kleinem Kadmiumgehalt erheblich schwächer als bei Zinn und Magnesium. Erst bei 2 und 3% Kadmium nähert sich die Schwindungskurve den für Zinn und Magnesium gefundenen Werten. Die Schlagfestigkeit wird durch Kadmiumzusatz so gut wie gar nicht verändert, die Härte nur unerheblich gesteigert.

Antimon. Kleine Gehalte bedingen zunächst einen kräftigen Abfall der Schwindungskurve; die Wirkung ist zunächst stärker als die von Kadmium. Bei 0,7% Antimon wird jedoch die Schwindungskurve für Kadmium geschnitten, eine weitere Erhöhung des Antimongehaltes ist auf die Schwindung ohne merkbaren Einfluß.

Die Schlagfestigkeit wird durch Antimonzusätze nur unerheblich heruntergedrückt, die Härte wie bei Kadmium nur unerheblich gesteigert. Kleine Gehalte an Antimon wirken sich demnach beim Zinkguß nicht schädlich, sondern eher nützlich aus.

Kupfer beeinflußt die Schwindung nur unerheblich; die Schlagfestigkeit wird jedoch gesteigert unter gleichzeitiger Steigerung der Härte.

Blei verhält sich mehr oder weniger indifferent. Die Schwindung wird nur schwach, die Schlagfestigkeit und Härte werden so gut wie gar nicht beeinflußt.

Eisen wirkt sich im allgemeinen ungünstig aus. Der Einfluß auf die Schwindung ist nur unerheblich; die Schlagfestigkeit wird stark heruntergedrückt und die Härte erhöht. Das Material wird also härter und spröder, ohne daß, wie beim Magnesium, wenigstens die Schwindung gleichzeitig stark verringert wird.

Über röntgenographische Untersuchungen der Kaltvergütung des Duralumins.

Von **J. Hengstenberg** und **G. Wassermann**[1].

Es ist zwar schon bei einer Reihe von vergütbaren Legierungen der Nachweis gelungen, daß der Vergütungsvorgang von dem Auftreten feinverteilter Ausscheidungen begleitet ist. Aber gerade bei den am längsten bekannten Legierungen dieser Art, den Kupfer-Aluminium-Legierungen, insbesondere dem Duralumin, sind die experimentellen Ergebnisse nicht in Übereinstimmung mit der Ausscheidungstheorie zu bringen[2]. Allerdings konnten auch hier Ausscheidungen nachgewiesen werden[3], aber nur bei Alterungstemperaturen von 150° und darüber. Gerade dieses Ergebnis, daß auch bei den sich scheinbar anormal verhaltenden Legierungen Ausscheidungen, wenn sie überhaupt auftreten, sehr wohl nachweisbar sind, zeigt, daß die negativen Befunde bei der Kaltvergütung als reell anzusehen sind. Vor allem brachten die röntgenographischen Gitterkonstantenmessungen den Nachweis, daß bei der Kaltvergütung eine Kupferausscheidung in nennenswertem Maße sicher nicht auftritt und daß zum mindesten für diesen Sonderfall die Ausscheidungstheorie nicht zutrifft.

Es sollte nun versucht werden, diesem nur negierenden Ergebnis eine positive Aussage über den die Vergütung herbeiführenden Vorgang anzufügen. Die für eine solche Aussage notwendigen experimentellen Ergebnisse waren von einer weiteren Verfeinerung des röntgenographischen Verfahrens zu erhoffen, nämlich von quantitativen Messungen der Intensitäten des Debye-Scherrer-Diagramms mit Hilfe der Ionisationskammer. Die Brauchbarkeit solcher Intensitätsmessungen für die Untersuchung der Verfestigung von Metallen hatte sich schon früher bei Messungen an kaltverformtem Material gezeigt[1].

Es schien uns daher lohnend, an Duralumin während der Vergütung Intensitätsmessungen vorzunehmen.

Über Röntgenintensität in Mischkristallen.

Allgemeines.

Wie verschieden auch die Ansichten über den Vergütungsvorgang sein mögen, so herrscht doch darin Übereinstimmung, daß unmittelbar nach dem Abschrecken ein Mischkristall, bestehend z. B. aus Aluminium und den vergütenden Zusätzen, vorliegt. Man stellt sich einen solchen Substitutionsmischkristall ja so vor, daß in ihm die gelösten Atome unregelmäßig (nur statistisch regelmäßig) verteilt sind und je ein Atom des Grundmetalls ersetzen. M. v. Laue hat für solche Mischkristalle die zu erwartenden Intensitäten berechnet[2]. Es wurde nun geprüft, ob die Folgerungen, die sich nach der v. Laueschen Theorie aus unseren Vorstellungen über den Aufbau der Mischkristalle für die Intensität der Röntgeninterferenzen ergeben, mit dem Versuch in Einklang zu bringen sind.

---

[1] Original: Z. Metallkunde Bd. 23, S. 114. 1931.

[2] v. Göler u. G. Sachs: Naturwissensch. Bd. 17, S. 309. 1929; Metallwirtsch. Bd. 8, S. 671. 1929. — E. Schmid u. G. Wassermann: Metallwirtsch. Bd. 9, S. 421. 1930. — A. Portevin u. P. Chevenard: Rev. de Metallurgie Bd. 27, S. 412. 1930. — S. Kokubo u. K. Honda: Sc. Rep. Tôhoku Imp. Univ. Bd. 19, I, S. 365. 1930.

[3] E. Schmid u. G. Wassermann: Naturwissensch. Bd. 14, S. 980. 1926; Metallwirtsch. Bd. 7, S. 1329. 1928.

[1] J. Hengstenberg u. H. Mark: Z. Physik Bd. 61, S. 435. 1930.

[2] M. v. Laue: Ann. Physik Bd. 56, S. 497. 1918.

Digitized by Google

Es sei die Intensität des reinen Kristalls $J = 100\,\psi_1^2$. Dabei bedeutet ψ_1 das vom Winkel abhängige, atomare Streuvermögen. Für unsere Zwecke genügt es jedoch, das Streuvermögen als winkelunabhängig und nur proportional der Elektronenzahl (Ordnungszahl) des Elementes anzunehmen. Denken wir uns nun in das Gitter ein anderes Element mit dem Streuvermögen ψ_2 eingebracht, so wird der jetzt vorhandene Substitutionsmischkristall mit der Intensität $J \sim (p_1\psi_1 + p_2\psi_2)^2$ reflektieren, wenn p_1 und p_2 die Zusammensetzung in Atomprozenten angeben. Es folgt hieraus zunächst, daß in allen Fällen, in denen die zugesetzten Atome wesentlich schwerer sind als die des Grundmetalls, das Beugungsvermögen des Mischkristalls höher sein muß als das des reinen Kristalls. Dieser Fall müßte z. B. eintreten, wenn man Gold zu Silber oder Kupfer zu Aluminium hinzufügt.

Neben der Änderung der Debye-Scherrer-Linien zeigen die Substitutionsmischkristalle mit regelloser Atomverteilung noch eine Zunahme der diffusen Streustrahlung. Sie hat ihren Ursprung in dem Fehlen einer exakten Periodizität im Gitter infolge der unregelmäßigen Einlagerung der Atome.

Beispiele.

Die Prüfung der Theorie war nun an Gold-Silber-Mischkristallen vorgenommen worden[1], die auch deshalb besonders geeignet erschienen, weil die sich substituierenden Atome der beiden Elemente ungefähr gleich groß sind und daher keine zusätzlichen Einflüsse infolge von Gitterstörungen (Änderung der Gitterkonstanten) anzunehmen sind. Die untersuchten Legierungen enthielten 0, 2, 4, 8 und 10 Atomprozent Gold. Die Messungen hatten Übereinstimmung mit der v. Laueschen Theorie ergeben, d. h. es war eine Zunahme der Linienintensität und Abhängigkeit der diffusen Streustrahlung vom Beugungswinkel festgestellt worden. Die Ergebnisse für die Winkelabhängigkeit der Streustrahlungsdifferenz zwischen reinem Silber und Mischkristall sind in Abb. 1 wiedergegeben. Man sieht, daß die Übereinstimmung mit der Laueschen Theorie (gestrichelte Kurve) recht gut ist. Es sei noch darauf hingewiesen, daß die Streustrahlung für eine statistische, unregelmäßige Verteilung charakteristisch ist. Sie fehlt bei Substitutionsmischkristallen mit geordneter Verteilung vollkommen. Hier treten statt der diffusen Streuung die sog. Überstrukturlinien auf.

Bei Kupfer-Aluminium-Legierungen sind die Intensitätsänderungen infolge der Mischkristallbildung verwickelter als bei den Gold-Silber-Legierungen. Der kleinere Radius des eingelagerten Kupferatoms hat nämlich zur Folge, daß die benachbarten Aluminiumatome von ihren richtigen Plätzen verschoben werden. Die daraus sich ergebende Gitterstörung macht sich in einer schon früher[2] besprochenen Weise bemerkbar. Es erfolgt nämlich eine Abnahme der Linienintensität mit zunehmendem Ablenkungswinkel. Dieses Ergebnis ist für einen Duralumindraht in Abb. 2 wiedergegeben. Als Ordinate ist für eine Reihe von Debye-Scherrer-Linien das Intensitätsverhältnis des abgeschreckten zu dem des ausgeglühten Drahtes aufgetragen. Der geglühte Draht war von 510° langsam abgekühlt und enthielt nur noch 0,4% Kupfer. Der Rest war in Form von $CuAl_2$-Kristallen ausgeschieden. Man sieht, daß bei kleinen Winkeln, wo die Störungen nicht

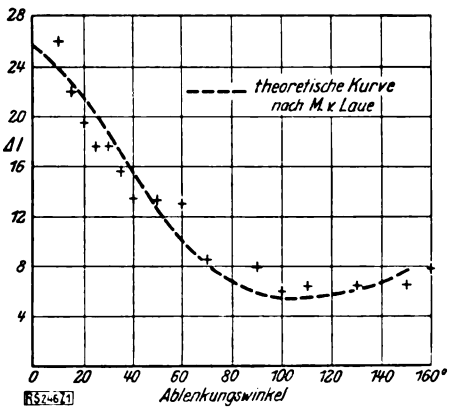


Abb. 1. Intensitätsunterschied ΔJ der diffusen Streustrahlung von reinem Ag und Ag-Au-Mischkristall in Abhängigkeit vom Ablenkungswinkel.

zur Auswirkung kommen, der abgeschreckte Kristall infolge der gelösten Kupferatome ein größeres mittleres Beugungsvermögen hat. Der Abfall der Intensität bei größeren Winkeln kann quantitativ durch die Annahme erklärt werden, daß die jedem Kupferatom benachbarten 12 Aluminiumatome etwas gegen das zentrale Kupferatom zusammengerückt sind. Die Verschiebung muß zu $^1/_{10}$ des normalen Abstandes angenommen werden. Dieses Ergebnis ist für die spätere Diskussion der Messungen während der Vergütung von Bedeutung.

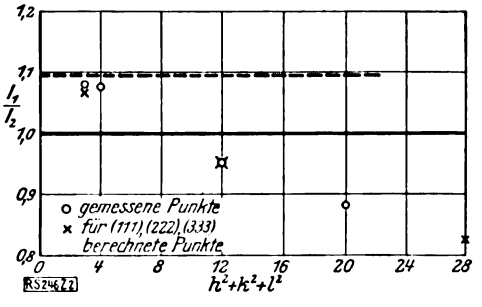


Abb. 2. Intensitätsverhältnis eines abgeschreckten zu einem ausgeglühten Duralumindraht in Abhängigkeit von $(h^2 + k^2 + l^2)$. $(h\,k\,l)$ = Indizes der reflektierenden Kristallebenen.

Entmischung.

Für die Untersuchung von Entmischungsvorgängen ist noch die Kenntnis der Streuungen von entmischten Kristallen notwendig. Haben beide Bestandteile den gleichen Gittertyp und die gleiche Gitterkonstante, so wird nach der Intensitätstheorie die Linienintensität gegenüber Gleichung (1) gegeben durch:

$$J \sim p_1\psi_1^2 + p_2\psi_2^2.$$

Die aus dieser Formel für einen bestimmten Prozentgehalt und ein bestimmtes atomares Streuungsvermögen berechneten Werte sind größer als die eines Mischkristalls gleicher Zusammensetzung. Streustrahlung ist in diesem Falle im Gegensatz zu den bisherigen Fällen nicht vorhanden. Beim Entmischen einer solchen Legierung ist also Zunahme der Linienintensität und Abnahme der Streustrahlungsintensität zu erwarten.

Sind die Gittertypen der beiden Phasen dagegen nicht dieselben, so haben die Debye-Scherrer-Linien der Phase 1

[1] J. Hengstenberg: Metallwirtsch. Bd. 9, S. 465. 1930.
[2] J. Hengstenberg: a. a. O.

Digitized by Google

die Intensität $p_2\psi_1^2$, die also geringer ist als die des Mischkristalls. Die zweite Phase wird in die Debye-Scherrer-Linien ihres eigenen Gitters reflektieren. Diffuse Streuung tritt in diesem Falle ebenfalls nicht auf.

Der Übersichtlichkeit wegen sind in der Zahlentafel 1 noch einmal alle Intensitätserscheinungen an verschiedenen Mischkristalltypen und entmischten Kristallen zusammengestellt. Die angegebenen Zahlen sind berechnet für eine Kupfer-Aluminiumlegierung mit 4 Gew.-% (1,7 Atom-%) Kupfer.

Zahlentafel 1.
Übersicht der zu erwartenden Intensitäten einer Aluminiumlegierung mit 4 Gewichts-% Cu.

Kristallart	Linienintensität des Aluminiums	Zusätzliche diffuse Steustrahlungs-Intensität
Substitutionsmischkristall mit regelloser Atomanordnung	$(p_1\psi_1 + p_2\psi_2)^2 \sim 175$	$p_1p_2(\psi_1 - \psi_2)^2$
Substitutionsmischkristall mit Überstruktur	$(p_1\psi_1 + p_2\psi_2)^2 \sim 175$	0
Aluminium ($CuAl_2$ völlig ausgeschieden)	$p_1\psi_1^2 \sim 160$	0
„Entmischung" bei unveränderter Gitterkonstante	$p_1\psi_1^2 + p_2\psi_2^2 \sim 180$	0

Versuchsergebnisse.

Photographische Messungen.

Die Versuche wurden an dem gleichen Duralumindraht (681 B) von 1 mm Durchmesser vorgenommen, der schon bei früheren Untersuchungen verwendet worden war[1].

Es seien zunächst einige photographisch aufgenommene Diagramme besprochen, die mit einer Debye-Scherrer-Kamera mit 39,3 cm Umfang erhalten waren und mit 2,5facher Vergrößerung photometriert wurden. Beim Vergleich von 3 Aufnahmen, die 0, $1^1/_2$ und 20 Std. nach dem Abschrecken angefertigt wurden, konnte in Bestätigung der früheren Ergebnisse festgestellt werden, daß die Gitterkonstante im Beginn der Vergütung eine geringere Verkleinerung zeigt und daß eine wesentliche Linienunschärfe im Verlauf der Vergütung nicht eintritt. Aber die jetzigen (infolge des größeren Kamera- und geringeren Blendendurchmessers besonders scharfen und klaren) Aufnahmen ließen doch erkennen, daß eine geringe Linienverbreiterung auftritt, die bei der Photometrierung der Aufnahmen einwandfrei nachweisbar ist. Das Ergebnis der Photometrierung ist in Zahlentafel 2 wiedergegeben. Abb. 3 und 4 zeigen zwei der erhaltenen Photometerkurven.

Zahlentafel 2. Linienbreiten des Duralumins während der Kaltvergütung.

(hkl)	Nach dem Abschrecken		
	0 Std.	1,5 Std.	20 Std.
(422)	1,05 mm	1,1 mm	1,3 mm
(333) (511)	2,0 „	2,13 „	2,35 „

[1] E. Schmid u. G. Wassermann: a. a. O.

Abb. 3. Sofort nach dem Abschrecken.

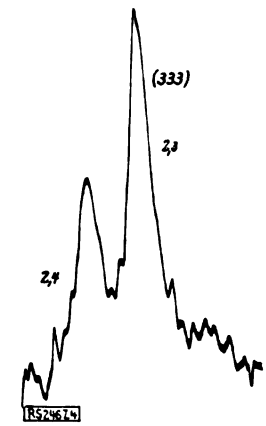


Abb. 4. 20 Std. nach dem Abschrecken.

Abb. 3 u. 4. Photometerkurven des Cu-α-Dubletts an (333) reflektiert, die eine geringe Linienverbreiterung während der Kaltvergütung erkennen lassen.

Ionometrische Messungen.

Für die ionometrischen Intensitätsmessungen gelangte eine Kompensationskammer zur Verwendung, in der die zu bestimmende Intensität und eine gleichzeitig einfallende, von einem unverändert bleibenden Präparat herrührende Vergleichsintensität entgegengesetzte Ionisationsströme erzeugten, deren Differenz mit einem Compton-Elektrometer unmittelbar gemessen werden konnte. Diese Anordnung erlaubte es, auch geringe Intensitätsunterschiede unabhängig von Schwankungen der Primärintensität zu bestimmen.

Gewöhnlich erfolgte eine Messung sofort nach dem Abschrecken, eine nach Beginn des Anstieges der Festigkeit, die durch Zugversuche kontrolliert wurde, und eine weitere 10 bis 20 Std. nach dem Abschrecken. Bereits die ersten, nicht genügend genauen Versuche mit einer gewöhnlichen Ionisationskammer zeigten, daß die Linienintensitäten während der Vergütung etwas ansteigen. Die diffuse Streustrahlung schien dagegen etwas abzunehmen. Bei Wiederholung dieser Messungen mit dem genaueren Kompensationsverfahren bestätigte sich das ursprüngliche Ergebnis. Zahlentafel 3 zeigt, daß die Intensität aller Linien um Beträge von 1,3 bis 3,6% ansteigt. Aus Zahlentafel 4, die vor allem Messungen der zwischen die Linien gestreuten Strahlung enthält, kann man entnehmen, daß neben der Zunahme bei den Linien (111), (200) und (202) für die dazwischenliegenden

Zahlentafel 3. Änderung der Linienintensität von Duralumin bei der Kaltvergütung.

(hkl)	ΔJ ges. in %	ΔJ (unter Berücksichtigung der Abnahme des Untergrundes) in %
(111)	1,3	1,4
(200)	1,3	1,6
(202) β	2,6	2,9
(202)	2,9	3,1
(311) (222)	3,6	3,9
(400)	1,9	3,5
(331) (420)	3,4	4,2

Digitized by Google

Punkte eine geringe Abnahme der diffusen Streuung eingetreten ist. Beide Änderungen werden mit zunehmender Vergütung stärker. So betrug die Zunahme für (111) während der ersten Stunde 0,02%, nach der zweiten Stunde 0,4% und nach 10 Std. 1,7%. Berücksichtigt man die Abnahme der Streustrahlung, so kommt man für die Linienintensitäten zu noch etwas höheren Werten, wie ebenfalls Zahlentafel 3 zeigt.

Zahlentafel 4. Änderung der Streustrahlung von Duralumin bei der Kaltvergütung.

Ablenkungswinkel ϑ	ΔJ in %
17° (111)	+ 1,7
18°	— 1,0
19°	— 1,4
20°	0
21° (200)	+ 1,75
22°	— 1,9
24°	— 1,9
26°	— 3,0
28° (202) β	+ 3,5
30°	— 1,5
32°	— 1,2

Besprechung der Ergebnisse.

In welchem Sinne lassen sich nun die erhaltenen Ergebnisse deuten? Zunächst ist erneut bestätigt worden, daß eine Ausscheidung des Kupfers in Form von $CuAl_2$-Teilchen bei der Kaltvergütung nicht erfolgt. Der Vergütung kann also kein heterogener Vorgang zugrunde liegen.

Ein völlig klares Bild über die im Innern des Mischkristalles sich abspielenden Veränderungen läßt sich aus unseren, einen ersten Versuch darstellenden Messungen noch nicht gewinnen. Es dürfte sich jedoch gezeigt haben, daß das angewendete Verfahren zur Verfolgung der Vergütungsvorgänge geeignet ist, und vielleicht lassen sich auch schon einige Anhaltspunkte für eine ausführlichere Deutung gewinnen, auf die im folgenden näher eingegangen sei.

Die Zunahme der Linienintensität und Abnahme der Untergrundschwärzung läßt sich durch eine gewisse „innere Entmischung" erklären, d. h. es erfolgt eine Abweichung von der statistisch regelmäßigen Verteilung der gelösten Atome. Das hat zur Folge, daß das Kupfer und Aluminium inkohärent streuen. Hier liegt somit der Fall vor, der in dem Kapitel „Entmischung" besprochen wurde: es handelt sich um eine Entmischung, bei der beide Komponenten den gleichen Gittertyp und die gleiche Gitterkonstante haben. Die für diesen Fall zu erwartenden Intensitätsänderungen entsprechen ja tatsächlich den experimentell gefundenen.

Neben dieser Erklärung ist noch eine zweite möglich, welche die Winkelabhängigkeit der Messungen besser wiedergibt. Aus den wegen der Intensitätsabnahme des Untergrundes korrigierten Werten für die Debye-Scherrer-Linien kann man nämlich entnehmen, daß mit steigendem Ablenkungswinkel die Zunahmen der Linienintensität stärker werden. Diese Erscheinung ist aber gerade beim Verschwinden der durch das Kupfer hervorgerufenen Störungen des Aluminiumgitters (Atomverschiebung) zu erwarten, da das Auftreten dieser Gitterstörungen, wie oben gezeigt wurde, eine mit steigendem Winkel zunehmende Verminderung der Intensität bedingt. Ein solches Verschwinden von Gitterstörungen kann nun leicht durch eine Anhäufung von Kupferatomen hervorgerufen werden. Während bei mondisperser Verteilung jedes Kupferatom 12 benachbarte Aluminiumatome stört, werden beim Auftreten von Gittergeraden aus Kupferatomen nur 4, bei von Kupfer besetzten Ebenen sogar nur 2 Aluminiumatome von einem Kupferatom beeinflußt. Bei einer räumlichen Anordnung kann die Beeinflussung unter Umständen noch geringer werden. Eine Änderung der Verteilung der Kupferatome in diesem Sinne muß demnach eine Abnahme dieser Art von Störungen zur Folge haben.

Zunächst scheint das Verschwinden von Störungen während der Vergütung unwahrscheinlich, da gewöhnlich angenommen wird, daß der Kristall mit den stärkeren Störungen auch der festere sei. Diese Annahme ist aber nur richtig, wenn die Verteilung der Gitterstörungen im Kristall ohne Wirkung auf die Festigkeit ist. Die Kenntnisse über die Rolle der Gitterstörungen bei mechanischen Verformungsvorgängen legen aber die Vermutung nahe, daß Gitterstörungen auf den Translationsflächen die Festigkeit besonders stark beeinflussen. Eine Anhäufung der Kupferatome auf den Translationsebenen ließe also eine Steigerung der Festigkeit trotz Rückgang der Gitterstörungen ohne weiteres verständlich erscheinen.

Beiden erörterten Erklärungsmöglichkeiten (inkohärente Streuung des Aluminiums und Kupfers und Rückgang der Anzahl der gestörten Aluminiumatome) ist jedenfalls die Annahme einer Verteilungsänderung der Kupferatome im Sinne einer Anreicherung gemeinsam.

Beide Annahmen setzen nun einen Platzwechsel der Atome, also eine gewisse Diffusionsfähigkeit der Kristalle voraus, die ja, da die Mischkristallbildung diffusionserhöhend wirkt, durchaus möglich ist. Daß die Diffusion andrerseits nicht so groß ist, um eine Einstellung des stabilen Zustandes (völlige Ausscheidung) zu ermöglichen, ist ja eine grundlegende Voraussetzung der Vergütungsvorgänge und experimentell sichergestellt.

Gegen die von uns gemachte Annahme über Konzentrationsänderungen in Mischkristallen läßt sich noch ein Einwand erheben, auf den etwas näher eingegangen sei. Man kann nämlich sagen: Die Gitterkonstante des Aluminiums zeigt die Konzentration des gelösten Kupfers so empfindlich an, daß der Vorgang unbedingt röntgenographisch nachweisbar sein müßte. Ist an verschiedenen Stellen des Kristalles die Kupferkonzentration verschieden, so kann die Gitterkonstante nicht im ganzen Kristall von derselben Größe sein und es müßte ein Unscharfwerden der Röntgenlinien eintreten. Dieser Ansicht läßt sich jedoch entgegenhalten, daß eine gewisse Inhomogenität ja im Wesen des Mischkristalles liegt. So kommt z. B. in einem Mischkristall mit $^1/_2$ At.-% Kupfer ein Atom auf 199 Aluminiumatome, wobei diese Zahl wegen der statistisch regelmäßigen Verteilung nur als Mittelwert anzusehen ist. Trotzdem verursacht dieses eine Atom nicht nur eine deutlich wahrnehmbare, sondern auch eine einheitliche Änderung der Gitterkonstanten. Der Kristall verhält sich also im Röntgendiagramm so, als ob das Kupferatom gleichmäßig auf die Aluminium-

Digitized by Google

atome verteilt worden sei. Wir müssen demnach schließen, daß ein Mischkristall in kleinen Bereichen die Fähigkeit hat, unabhängig von Inhomogenitäten eine einheitliche, mittlere Gitterkonstante anzunehmen. In den scharfen Debye-Scherrer-Linien der vergüteten Legierungen ist demnach kein Beweis gegen die Existenz von Inhomogenitäten zu sehen.

Wie nun die Inhomogenitäten die Verfestigung verursachen, läßt sich allerdings nicht sagen, da das Wesen der Verfestigung heute noch nicht geklärt ist. Man muß sich also zunächst damit begnügen, zu sagen, daß ein „Zwangszustand" oder „Gitterstörungen" vorliegen. Eine Erklärung der Erscheinungen ist durch diese Bezeichnungen aber nicht gegeben.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß die von uns vertretene Ansicht kürzlich auch von anderen Seiten geäußert wurden. Nach G. Tammann[1] muß, ehe eine Ausscheidung eintreten kann, zunächst eine Sammlung der Kupferatome auf bestimmten Gittergeraden oder Ebenen eintreten. Auch Kokubo und Honda[1] kommen in einer neuen Arbeit zu dem Ergebnis, daß ein Sichsammeln von Kupferatomen stattfindet, und daß die hierbei entstehenden Gitterstörungen die Vergütung verursachen.

[1] G. Tammann: Z. Metallkunde Bd. 22, S. 365. 1930.

Zusammenfassung.

1. Im Debye-Scherrer-Diagramm von Duralumin tritt während der Kaltvergütung eine geringe Linienverbreiterung auf.

2. Die Intensität der Debye-Linien nimmt bei der Vergütung etwas zu. Die Intensität der diffusen Streustrahlung nimmt dagegen ab.

3. Diese Ergebnisse werden so gedeutet, daß während der Vergütung in sehr kleinen Bereichen des Aluminiumgitters eine Anreicherung von Kupferatomen erfolgt, ohne daß jedoch eine Ausscheidung neuer Kristalle (mit der Gitterkonstanten des Kupfers oder der Struktur des $CuAl_2$) stattfindet.

[1] S. Kokubo u. K. Honda: a. a. O.

Versuche über das Altern von Stahl.

Von **G. Sachs** und **W. Stenzel**[1].

Schon seit Beginn der Materialprüfung war die Tatsache bekannt, daß Stahl durch Recken und anschließendes Lagern bei Raumtemperatur oder Anlassen auf niedrige Temperaturen härter und spröder wird[2]. Diese Erscheinung, im folgenden als „Reckalterung" bezeichnet, hat später, insbesondere wegen des Zusammenhanges mit der Blaubrüchigkeit und wegen der Verschiebung des kritischen Kerbzähigkeitsgebietes, die häufig zum Versagen des Stahles in Konstruktionsteilen führte, zu zahlreichen eingehenden Untersuchungen Anlaß gegeben. Trotz des dadurch angehäuften umfangreichen Versuchsstoffes[3] ist jedoch bisher die Ursache des Reckalterns nicht geklärt. Es sind sogar nicht einmal die Gesetzmäßigkeiten des Vorganges ausreichend bekannt, wie z. B. die Abhängigkeit von Reckgrad, Anlaßtemperatur, Anlaßdauer usw. Diese Lücke auszufüllen, bezweckt der erste Teil der vorliegenden Arbeit.

Dagegen wurde erst in letzter Zeit erkannt, daß weicher Stahl auch durch Abschrecken unterhalb A_1[4 5] und darauffolgendes Lagern oder Anlassen[6 7] härter und spröder wird. Diese durch reine Wärmebehandlung hervorgerufene „Abschreckalterung" deutete schon Ludwik[1] richtig als Folge einer Übersättigung des α-Eisens, und Masing[2] erkannte ihn als einen der Duraluminveredelung ähnlichen Vorgang. Nach den eingehenden Untersuchungen von Köster[3] scheinen dabei fast alle Begleitstoffe des Eisens in mehr oder minder starkem Maße mitzuwirken.

Naturgemäß eröffnete sich sofort die Frage, zu deren Lösung diese Arbeit beitragen soll, ob das Reckaltern nicht einfach als ein durch das Recken beschleunigtes oder ausgelöstes Abschreckaltern anzusehen ist.

Es war daher erforderlich, die durch das Abschreckaltern hervorgerufenen Eigenschaftsänderungen in einer etwas weitergehenden Weise zu verfolgen, als es bisher der Fall war. Dies geschieht im zweiten Teil der vorliegenden Arbeit.

Der dritte Abschnitt befaßt sich schließlich mit der Untersuchung von Proben, die den beiden Arten von Alterungsbehandlungen unterworfen wurden. Aus den dabei eintretenden Eigenschaftsänderungen sollte grundsätzlich geschlossen werden können, ob Beziehungen zwischen Reckaltern und Abschreckaltern bestehen, und ob die Vorgänge unabhängig voneinander sind und sich überlagern, oder ob es Vorgänge sind, die einer gegenseitigen Beeinflussung unterliegen.

Die Ergebnisse der folgenden Untersuchungen über das Verhalten mechanischer Größen (Zugfestigkeit, Bruchdehnung, Brucheinschnürung) bei verschiedener Behandlung lassen erkennen, daß Reckaltern und Abschreckaltern sich in einer Weise beeinflussen, die als Ursache beider gleiche oder ähnliche innere Vorgänge vermuten läßt.

[1] Original: Metallwirtschaft Bd. IX, Nr. 47, S. 959. 1930.

[2] J. Bauschinger: Zivil-Ingenieur 1881, S. 289; Mitt. mech. techn. Labor. Techn. Hochschule München 1886, Heft 13; A. Martens: Handb. d. Materialkunde f. d. Masch.-Bau Bd. I, S. 207ff. 1898; M. Rudeloff, Mitt. Kgl. Techn. Versuchsanstalt Berlin Bd. 19, Erg.-Heft 1. 1901.

[3] F. Fettweis, Stahleisen Bd. 39, S. 1—7, 35—41. 1919; Bd. 42, S. 744. 1922; Arch. Eisenhüttenwesen Bd. 2, S. 625 bis 674. 1929; F. Körber und A. Dreyer, Mitt. K. W. J. Eisenforschung Bd. 2, S. 59—90. 1921.

[4] G. Welter: Stahleisen Bd. 43, S. 1347—1349. 1923.

[5] P. Ludwik und R. Scheu: Ber. Werkstoffausschuß Verein deutscher Eisenhüttenleute Nr. 70. 1925.

[6] G. Masing und L. Koch: Wissenschaftl. Veröffentl. d. Siemenskonzerns Bd. 6, Heft 1, S. 202—210. 1927; G. Masing: Arch. Eisenhüttenwesen Bd. 2, S. 185—196.

[7] W. Köster: Arch. Eisenhüttenwesen Bd. 2, Heft 8, S. 503—522. 1929; Bd. 3, Heft 8, S. 553—558. 1930; Bd. 3, Heft 10, S. 637—648, S. 649—658. 1930.

[1] Siehe Anm. 5.

[2] Siehe Anm. 6.

[3] Siehe Anm. 7.

Digitized by Google

Versuchsdurchführung.

Als Versuchsmaterial diente ein als sehr rein bezeichneter Schweißdraht[1] von d = 4 mm Durchmesser mit folgender Zusammensetzung:

0,04% C; 0,01% Si; 0,15% Mn; 0,007% P; 0,026% S; 0,13% Cu; 0,005% Ni; 0,01% Cr. Der Gehalt an anderen Beimengungen, wie N, O usw. wurde nicht bestimmt.

Durch Glühen bei ∾ 940° C $^1/_2$ Stunde im Vakuumofen und eine sehr langsame Abkühlung (in 5 Stunden bis ∾ 200° C erkaltet, anschließend in Wasser von ∾ 15° C abgeschreckt) wurde das Material zunächst in einen gut definierten Ausgangszustand übergeführt.

Die für die Abschreckalterung bestimmten Proben wurden in ein aufgeheiztes Glühbad eingesetzt und nach $^1/_2$stündigem Glühen bei ∾ 700° C in Wasser von ∾ 15 °C abgeschreckt[2]. Das Recken geschah in einer Verwindemaschine durch Torsion. Dieses bietet den Vorteil, daß sowohl kleine als auch sehr große Verformungen zuverlässig vorgenommen werden können. Es waren, wie Abb. 1 zeigt, beim geglühten Material noch gleichmäßige Verdrehungen bis z = 18 Umdrehungen auf eine Länge

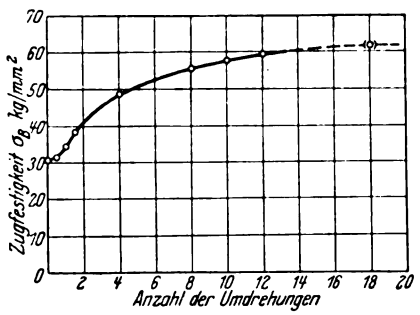


Abb. 1. Verfestigungskurve. (Zugfestigkeit verschieden stark verdrillter Stäbe.)

von 1 = 50 mm möglich; dies gibt an der Oberfläche eine stärkste Verformung um die spezifische Schiebung:

$$\gamma_{max} = \frac{2\pi r \cdot z}{l} = \frac{2 \cdot 3{,}14 \cdot 2{,}0 \cdot 18}{50{,}0} = \backsim 4{,}50 = 450\%.$$

Daraus folgt nach Luwik mit:

$$\gamma = 2 \ln (1 + \varepsilon)$$

eine Dehnung

$$\varepsilon_{max} = e^{\frac{\gamma}{2}} - 1 = \backsim 8{,}50 = 850\%.$$

Für die Wahl des Reckgrades war die danach ermittelte Zugfestigkeit maßgebend. Wie Abb. 1 zeigt, hat die Verformung durch Torsion eine durchaus gleichartige Verfestigung zur Folge wie durch Zug. Zahlenmäßig lassen sich jedoch die Verfestigungskurven bei beiden Verformungen nur in umständlicher Weise miteinander vergleichen, da bei der Torsionsbeanspruchung die Verformung von der Achse zur Oberfläche hin zunimmt. Diese Ungleichmäßigkeit hatte jedoch auf die vorliegenden Versuche keinen bemerkbaren nachteiligen Einfluß. Bei stärksten Verformungen von mehr als ∾ 12 Umdrehungen waren einwandfreie Zugfestigkeitswerte meist nicht zu erreichen, da die Proben schon bei verhältnismäßig geringen und stark streuenden Beanspruchungen längs einer Schraubenlinie, also ursprünglich achsenparallelen Mantellinie aufrissen. Mit Rücksicht auf den spröden Zustand des abgeschreckten Materials wurden daher für die Alterungsversuche Verdrehungen gewählt von:

$$z = {}^1/_2,\ 1{}^1/_2,\ 4 \text{ Umdrehungen}$$

entsprechend einer Verformung der Oberfläche von:

$$\gamma_{max} = 12{,}5 \quad 37{,}5 \quad 100\%$$
$$\varepsilon_{max} = \ 6{,}5 \quad 20{,}7 \quad 65{,}0\%.$$

Der Alterungseffekt wurde durch Zugversuche in einer Spießmaschine bis 3 t Höchstlast gemessen. Bestimmt wurden die Zugfestigkeit σ_B, die Dehnungen δ_5 auf eine Länge von $l = 5\,d = 20$ mm und δ_{10} auf $l = 10\,d = 40$ mm symmetrisch zur Bruchstelle, sowie auch meist noch die Einschnürung ψ an der Bruchstelle. In den Kurvenbildern ist auf eine Wiedergabe von δ_{10} verzichtet und nur δ_5 der größeren Effekte wegen dargestellt worden.

Verfolgt wurden die Eigenschaftsänderungen nach verschiedener mechanischer und thermischer Behandlung, so insbesondere durch Lagern bei 20° C, durch Anlassen auf 100° C verschiedene Zeiten, sowie Anlassen auf verschiedene Temperaturen bis 500° C $^1/_4$ und 2 Stunden. Als Badflüssigkeit wurde für die Temperaturen bis 100° C Wasser, für 200° C Öl, für 300° bis 500° C Salpeter benutzt. Die Proben bis 100° C sind sofort nach der Entnahme aus dem Bade abgeschreckt und geprüft worden, während bei den übrigen Proben, die in ruhender Luft von ∾ 20° C erkalteten, etwa 1 Stunde bis zum Zerreißversuch verstrich.

Reckalterung.

Als reines Reckaltern sprechen wir solche Eigenschaftsänderungen an, die nach dem Recken eintreten, ohne daß zunächst ein Anhalt vorliegt, Phasenänderungen dafür verantwortlich zu machen. Daß solche Vorgänge, die sich nur im Kristallgitter abspielen, tatsächlich möglich sind, ist aus neueren Versuchen an Messingkristallen[1] gefolgert werden.

Nun ist aber die Kenntnis der Zustandsänderungen der meisten hochschmelzenden Legierungen bei niedriger Temperatur sehr lückenhaft, da diese selbst bei sehr langsamer Abkühlung nicht bis zum vollständigen Gleichgewicht ablaufen[2]. Die Möglichkeit einer Gefügeänderung beim Reckaltern ist daher nicht ausgeschlossen.

Die Eigenschaften sind gegen solche Abweichungen vom vollkommenen Gleichgewichtszustand, wenn sie gering sind, nicht empfindlich, so daß praktisch der Zustand der völligen Stabilität erreicht zu sein scheint. Jedenfalls läßt sich bei dem vorliegenden weichen Stahl der Zustand, der durch die langsame Abkühlung erhalten wurde, für unsere Untersuchung als brauchbarer Ausgangszustand ansehen, da er der geforderten notwendigen

[1] Für die Überlassung des Materials sind wir der Firma Fried. Krupp, Essen, zu Dank verpflichtet.

[2] Wie sich später an dem Aufreißen der Oberfläche herausstellte, ist in dem Glühbade eine geringe Oberflächenhärtung dieser abgeschreckten Stäbe eingetreten. Die dadurch bewirkte Änderung der Festigkeitseigenschaften ist aber so geringfügig, daß sie für den Zweck der vorliegenden Untersuchung belanglos erschien.

[1] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 55, S. 581 bis 620. 1929.

[2] G. Tammann und W. Oelsen: Z. anorgan. allg. Chem. Bd. 186, S. 257—288. 1930.

Digitized by Google

Bedingung unveränderlicher Eigenschaften während der Lagerung bei Raumtemperatur in ausreichender Weise entspricht, wie die Linien des ungereckten Materials in Abb. 2 zeigen. Allerdings zeigte sich nach Verlauf von

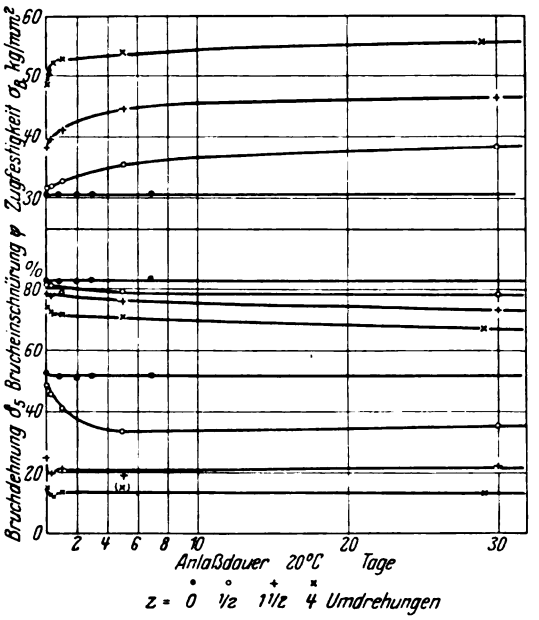


Abb. 2. Alterung verschieden stark verdrillter Stäbe bei 20°.

etwa 5 Monaten regelmäßig eine kaum die Fehlergrenze überschreitende Festigkeitszunahme von ∾ 0,4 kg/mm² gegenüber der Ausgangsfestigkeit von ∾ 30,5 kg/mm² d. s. ∾ 1,3%.

Ganz anders verhalten sich dagegen die gereckten Proben.

Während bei Raumtemperatur nach Abb. 2 die Festigkeit bis zu einer Lagerdauer von 30 Tagen bei allen Reckgraden von Anfang an dauernd ansteigt, geht sie bei

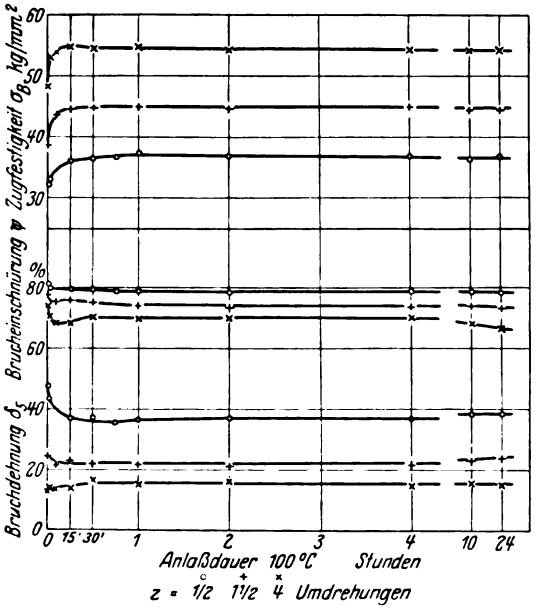


Abb. 3. Alterung verschieden stark verdrillter Stäbe beim Anlassen auf 100° C.

100° C nach Abb. 3 schon nach kurzer Anlaßdauer durch ein Maximum und fällt dann sehr langsam ab. Der Verlauf der Alterung ist bei Raumtemperatur nicht bis zum Maximum verfolgt worden. Daß auch die Zugfestigkeiten ein flaches Höchstgebiet durchlaufen werden, lassen Härteprüfungen an 10% gerecktem Material (0,07% C, 0,43% Mn, 0,03% S, 0,019% P, 0,24% Cu)[1] vermuten, die nach 2 Monaten Lagerung die höchsten Härtezahlen ergaben. Die Höchstwerte bei 100° C bleiben aber, besonders für die kleinen Reckgrade, schon deutlich hinter den nach 30 Tagen Lagerung bei 20° C erreichten Endwerten zurück. Die Geschwindigkeit, mit der die Alterung sofort nach dem Recken einsetzt, ist bei 100° C sehr viel größer als bei 20° C, und zwar bei den Reckgraden von $^1/_2$, $1^1/_2$, 4 Umdrehungen etwa 1000, 300, 200 mal so groß. Dehnung δ_5 und Einschnürung ψ verhalten sich etwa umgekehrt wie die Festigkeit.

Nach $^1/_4$ bzw. 2stündigem Anlassen auf höhere Temperaturen ergibt sich die stärkste Alterung je nach dem Reckgrad etwa zwischen 160 und 130° C bzw. 130 und

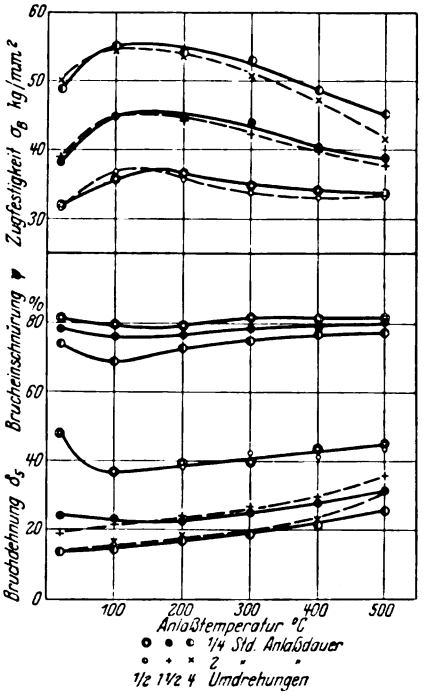


Abb. 4. Alterung verschieden stark verdrillter Stäbe beim Anlassen auf verschiedene Temperaturen.

100° C (Abb. 4). Bei dem stärksten Reckgrade ist dann von 350° C an nach 2 Stunden eine deutliche Entfestigung feststellbar, die aber selbst bei 500° C noch lange nicht zum Wert des ungereckten Materials führt.

Versuche an ausgealtertem Material sind hier nicht durchgeführt worden. Aus Anlaßversuchen an einem um 85% gezogenen und 3 Monate gelagerten Draht (0,08% C, 0,39% Mn, 0,056% S, 0,008% Si, 0,059% P)[2] geht hervor, daß dann Anlassen sofort entfestigend wirkt; die Zugfestigkeit sinkt auf einen der Anlaßtemperatur entsprechenden Wert ab, und beim Erreichen der Rekristallisationstemperatur tritt ein sprunghafter Abfall auf die Ausgangsfestigkeit ein.

Je höher der Reckgrad ist, desto niedriger ist nach Abb. 4 bei konstanter Anlaßdauer die Temperatur der höchsten Anlaßwirkung. Bei gleichbleibender Anlaßtemperatur geht also dementsprechend (Abb. 2 und 3), die

[1] A. Krüger: Arch. Eisenhüttenwesen Bd. 3, S. 721—730. 1930.

[2] P. Goerens: Ferrum Bd. 10, S. 226—233, 260—270.

Digitized by Google

Alterung um so rascher vor sich, je höher der Reckgrad ist. Bei 20 bzw. 100° C verhalten sich die Alterungsgeschwindigkeiten am Anfang für die drei Reckgrade etwa wie 1:10:30 bzw. 1:2:5. Der Alterungseffekt beim Anlassen auf 100° C $^1/_2$ Stunde nimmt jedoch nicht, wie man erwarten sollte, mit dem Reckgrade stetig zu, sondern ist, entsprechend der nach einmaliger Alterung erhaltenen Festigkeitskurve Abb. 5, nach einer Reckung von etwa $1^1/_4$ Umdrehung, also $\gamma_{max} = \sim 30\%$ und $\varepsilon_{max} = \sim 17\%$, mit rund 7,0 kg/mm² bzw. 20% der Festigkeit des verfestigten, nicht gealterten Materials am größten. Doch ist beim Anlassen auf 100° C $^1/_2$ Stunde bei niedrigen Reckgraden der höchste Effekt noch nicht erreicht, bei höheren Reckgraden schon überschritten. Es scheint, daß sich der Alterungshöchstwert, der bei dem etwa 1 Umdrehung entsprechenden Reckgrade erreicht wird, auch durch stärkeres Recken nicht mehr steigern läßt.

Endlich zeigt Abb. 5 die Wirkung wiederholter Reckalterung. Die Alterungsbehandlung bestand darin, daß

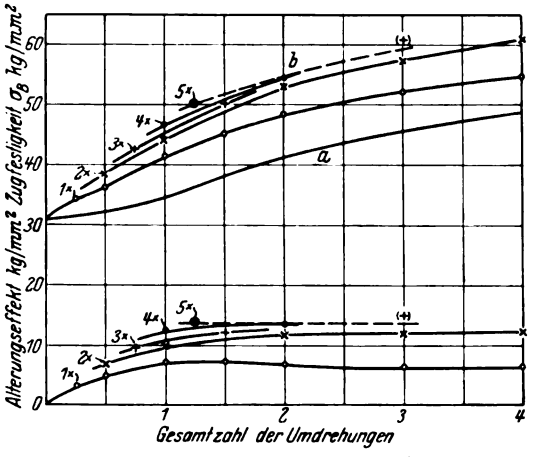


Abb. 5. Wiederholte Reckalterung bei 100° C. (Alterung wiederholt verdrillter und auf 100° angelassener Stäbe.)

die Proben mehrfach um einen bestimmten Betrag gereckt und jedesmal $^1/_2$ Stunde auf 100° C angelassen wurden. Durch eine solche wiederholte Reckalterung wird stets eine höhere Festigkeit erreicht als durch einmalige Alterung bei gleicher Gesamtreckung. So ist z. B. die Festigkeitssteigerung gegenüber der stark ausgezogenen reinen Verfestigungskurve (*a*) bei zweimaligem Recken um je $^1/_2$ Umdrehung und zweimaligem Anlassen je $^1/_2$ Stunde auf 100° C größer als bei einmaligem Recken um 1 Umdrehung und Anlassen $^1/_2$ Stunde auf 100° C. Mit fortschreitender Wiederholung wird jedoch die Festigkeitssteigerung immer geringer und ist schließlich im Rahmen der jeweils festgelegten Alterungsbehandlung nicht mehr möglich, da eine stark ungleichmäßige Verformung beim Tordieren einsetzte. Diese durch die gestrichelte Kurve *b* (Abb. 5) gekennzeichnete Festigkeitsgrenze liegt innerhalb des untersuchten Bereiches etwa um den gleichen Betrag von ∼ 13,5 kg/mm² über der Verfestigungskurve; sie wird also bei um so geringeren Werten erreicht, je häufiger die zwischengeschalteten Alterungsbehandlungen waren, ohne daß der Bruch als spröde bezeichnet werden könnte. Da das Material bei allen Untersuchungen als sehr gleichartig angesehen werden konnte, so führt also der Alterungsvorgang zu einer starken Verfestigung, doch gleichzeitig zu einer Verminderung der Verfestigungsfähigkeit. Wie sich dabei im einzelnen Verformungs- und Trennwiderstand verändern, ist vorläufig nicht zu übersehen.

Abschreckalterung.

Die Abschreckalterung von Stählen und die Bedeutung des Kohlenstoffs und Stickstoffs für den Vorgang ist von Köster[1] eingehend untersucht worden. Für die von uns angeschnittene Frage erschien es belanglos, welche Elemente die Ursache des Alterungseffektes sind, da es uns nur auf den Verlauf und die Kennzeichen der Abschreckalterung ankommt, um einen Vergleich mit der Reckalterung anzustellen. Daher sind sinngemäß gleichartige Versuchsreihen an den von 700° C abgeschreckten Proben durchgeführt und in einigen Punkten ein vollständigeres Bild der mechanischen Alterung gegeben worden.

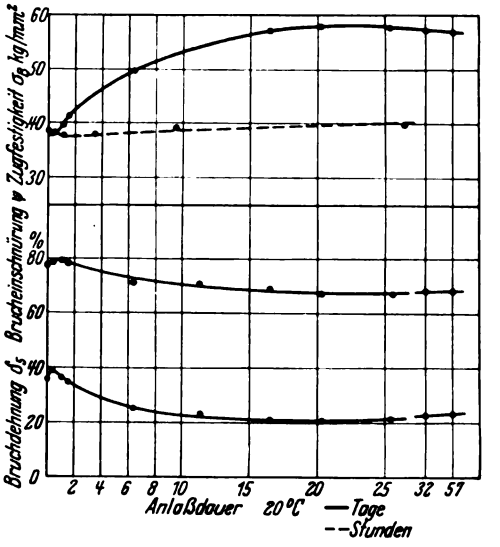


Abb. 6. Alterung von 700° C abgeschreckter Stäbe bei 20° C.

Die Ausgangsfestigkeit des abgeschreckten Materials liegt mit ∼ 38,5 kg/mm² um ∼ 8,0 kg/mm² (etwa 26%) höher als die des geglühten Materials mit 30,5 kg/mm². Dieser Unterschied läßt sich am einfachsten durch die höhere Festigkeit des durch das Abschrecken erhaltenen Mischkristalls erklären.

Bei Raumtemperatur (∼ 20° C) scheint die Festigkeit nach Abb. 6 zunächst etwas abzufallen, um dann stark bis zu einem Höchstwert, der nach etwa 22 Tagen erreicht wird, anzusteigen. Der maximale Alterungseffekt beträgt rund 20 kg/mm² etwa 52% der Ausgangsfestigkeit des abgeschreckten Materials und rund 28 kg/mm² etwa 92% gegenüber dem geglühten Material. Bei 100° C wird dagegen, wie Abb. 7 (*a*) zeigt, schon nach 10 Min. Anlaßdauer ein schwaches Maximum durchschritten und die Festigkeit fällt dann bald erheblich unter die Ausgangsfestigkeit des abgeschreckten Materials herab.

Merkwürdig erscheint gegenüber dem gleichmäßigen Verlauf der Eigenschaftsänderungen bei dem sofort nach dem Abschrecken angelassenen Material das Verhalten des bei Raumtemperatur bis zum Höchstwert ausgealterten Materials. Beim Anlassen auf 100° C fällt entsprechend

[1] Siehe Anm. 7, S. 38.

Digitized by Google

Abb. 7 (*b*) die Festigkeit schon nach kurzer Anlaßdauer sehr stark ab und sinkt dann nach einigen Schwankungen nur ganz allmählich; dabei bleibt sie nach 24 Stunden noch

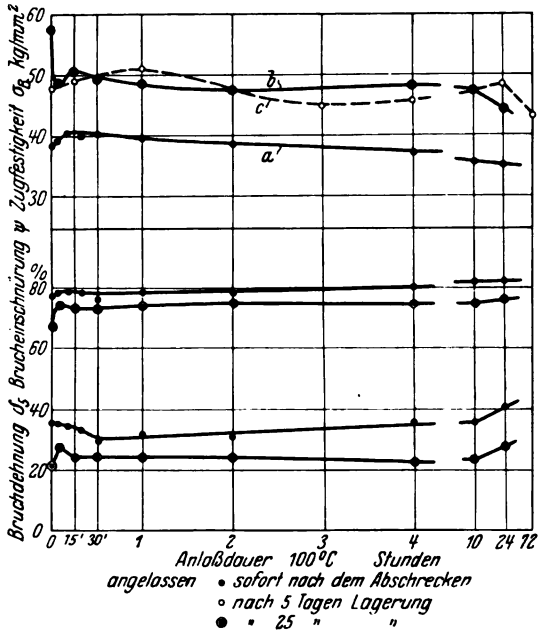


Abb. 7. Alterung von 700° C abgeschreckter, verschieden lange bei 20° C gelagerter Stäbe beim Anlassen auf 100° C.

wesentlich höher als der Höchstwert des sofort angelassenen Materials, oder gar die Ausgangsfestigkeiten. Auch die Festigkeit des nur teilweise (bei 20° C) ausgealterten Materials Abb. 7 (*c*) bleibt beim Anlassen auf 100° C über diesen Werten, und in der Anlaßkurve fehlt der beim ausgealterten Material beobachtete starke Abfall nach kurzer Anlaßdauer.

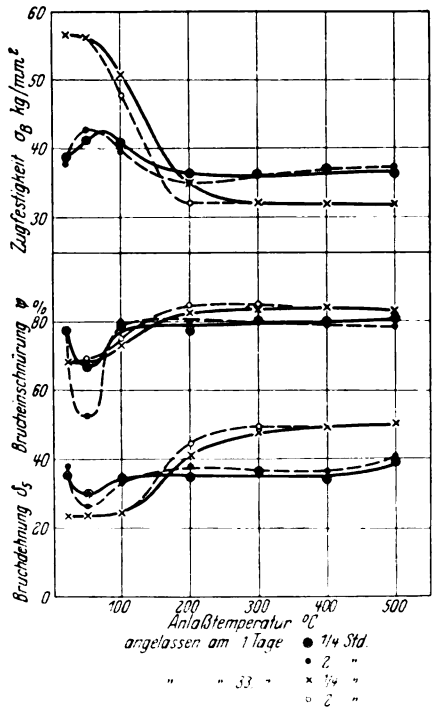


Abb. 8. Alterung von 700° C abgeschreckter Stäbe beim Anlassen auf verschiedene Temperaturen.

Einschnürung und Dehnung zeigen im großen ganzen den umgekehrten Verlauf, jedoch mit einigen eigentümlichen nicht geklärten Abweichungen.

Bei sofortigem Anlassen auf verschiedene Temperaturen erreicht das abgeschreckte Material nach $^1/_4$ bzw. 2 Stunden einen Höchstwert bei etwa 50 bzw. 80° C, der weit hinter der Festigkeit zurückbleibt, bis zu der längere Lagerung bei Raumtemperatur führt. Höhere Anlaßtemperaturen bewirken dann zunächst eine schnellere Entfestigung, und von etwa 250° C an zeigt sich ein neuer schwacher Härtungseffekt. Bei dem ausgelagerten Material fehlt dieser zweite Härtungseffekt völlig; Festigkeit, Einschnürung und Dehnung nehmen von etwa 250° C an nahezu die Werte des ausgeglühten Materials an.

Vergleich und Deutung der reinen Reckalterung und der reinen Abschreckalterung.

Der zeitliche Ablauf der Alterung sowohl nach dem Recken wie nach dem Abschrecken stimmt, abgesehen von der bei 20° C am abgeschreckten Material beobachteten Anlaufperiode im wesentlichen überein. In beiden Fällen wird ein Maximum des Alterungseffektes erreicht, bei Raumtemperatur erst nach Tagen bzw. Monaten und beim Anlassen auf niedrige Temperaturen bereits nach einigen Minuten. Dabei nehmen die Alterungshöchstwerte mit steigender Temperatur ab. Es liegt daher nahe, beide Alterungserscheinungen mit Ausscheidungsvorgängen aus instabilen übersättigten Mischkristallen in Zusammenhang zu bringen. Ein wesentlicher Unterschied besteht jedoch hinsichtlich des Temperaturbereichs, in welchem sich diese Vorgänge abspielen. Während Recken Alterung noch bis zu den untersuchten Temperaturen von $\sim$ 400° C hervorruft, ist im abgeschreckten Material nach sofortigem Anlassen schon bei $\sim$ 120° C kein Alterungseffekt mehr zu finden, und bei höheren Temperaturen scheint sich ein erneuter Alterungsvorgang zu vollziehen. Berücksichtigt man die verschiedenen Abkühlungsgeschwindigkeiten der beiden Versuchsreihen und die höhere Ausgangsfestigkeit des abgeschreckten Materials, so erscheint die Annahme berechtigt, für die Erklärung der Alterungserscheinungen zwei Ausscheidungsvorgänge heranzuziehen, die bei gleicher Temperatur mit verschiedener Reaktionsgeschwindigkeit verlaufen.

Vor der Reckalterung ist infolge der langsamen Abkühlung des Ausgangsmaterials nur die trägere Reaktion unvollständig abgelaufen, also allmählich „eingefroren". Sie wird durch das Recken ausgelöst und geht dann auch bei tieferen Temperaturen selbsttätig vor sich. Ob der vollkommene Gleichgewichtszustand erreicht wird, bleibt dahingestellt.

Im abgeschreckten Material ist diese träge Reaktion vollständig unterdrückt und desgleichen ein anderer reaktionsfähigerer Ausscheidungsvorgang. Diese Übersättigung wäre demnach im wesentlichen für die höhere Ausgangsfestigkeit des abgeschreckten Materials verantwortlich zu machen. Bei gelindem Anlassen schon geht die zweite Ausscheidung infolge der höheren Reaktionsgeschwindigkeit sehr rasch weiter und führt zu der beobachteten Entfestigung, bis dann bei höheren Temperaturen die trägere Ausscheidung mit stärkerer Reaktionsgeschwindigkeit einsetzt und wieder eine Verfestigung des Materials hervorruft. Beide Ausscheidungs-

Digitized by Google

vorgänge scheinen sich jedoch nicht unabhängig voneinander zu überlagern, sondern die durch die schneller ablaufende Ausscheidung bedingte Verfestigung scheint auch die trägere Ausscheidung zu höherer Reaktionsfähigkeit anzuregen und dadurch zu dem hohen Alterungseffekt bei Raumtemperatur zu führen. Bei dem so ausgealterten Material genügt dann schon eine Erwärmung auf ∾ 250° C, um auch die trägere Ausscheidung in den Zustand einer weitgehenden Entfestigung zu bringen. In dem nicht gelagerten Material bewirkt dagegen die bei den niedrigen Temperaturen reaktionsfähigere Ausscheidung beim Anlassen auf 250° C keine Verfestigung mehr. Daher ist auch die durch eine solche Verfestigung beschleunigte trägere Ausscheidung mit der ihr eigentümlichen Verfestigung ausgeblieben.

Zusammenwirken von Abschreck- und Reckalterung.

Um das entwickelte Bild einer Nachprüfung zu unterziehen, wurde in Stäben, in denen sich die Vorgänge nach

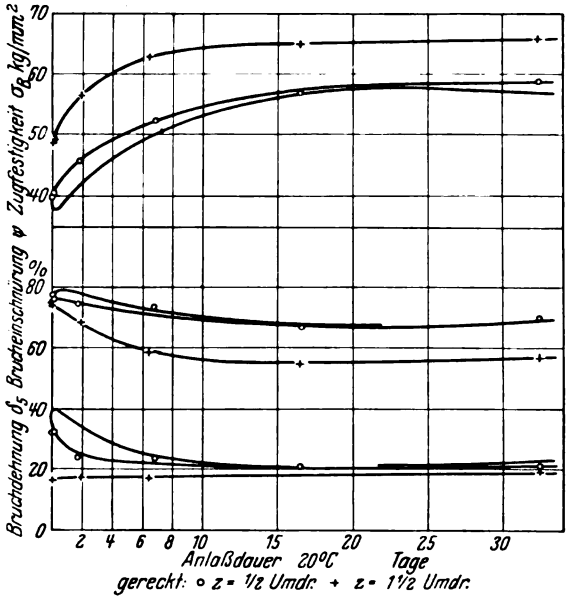


Abb. 9. Alterung von 700° C abgeschreckter und verschieden stark verdrillter Stäbe bei 20° C.

dem Abschrecken und Recken gemeinsam auswirken konnten, der Ablauf der Alterung unter verschiedenen Versuchsbedingungen, wie bisher mittels Zugversuchs, verfolgt.

An Proben, die nach $^1/_2$stündigem Glühen von ∾700°C in Wasser von ∾ 15° C abgeschreckt waren, wurde die Wirkung des sofortigen Reckens untersucht. Da nach dem Abschrecken eine gleichmäßige Verformung bei 4 Umdrehungen nicht mehr mit Sicherheit zu erreichen war, ist die Untersuchung auf die beiden geringeren Reckgrade beschränkt worden.

Den zeitlichen Verlauf der Alterung bei 20° C und 100° C zeigen Abb. 9 und 10. Zum Vergleich sind dort auch die Kurven der reinen Abschreckalterung mit eingezeichnet worden.

Bei Raumtemperatur setzt in den gereckten Proben, im Gegensatz zu den ungereckten, die Alterung sofort ohne Anlaufperiode ein, und zwar mit um so höherer Geschwindigkeit, je stärker die Reckung war. Doch scheinen die Festigkeitshöchstwerte bei den gereckten Stäben erst später erreicht zu werden als bei reiner Abschreckalterung. Der Verlauf der Kurven deutet darauf hin, daß durch das Recken das Ausmaß der maximalen Alterungsverfestigung bei Raumtemperatur herabgemindert wird.

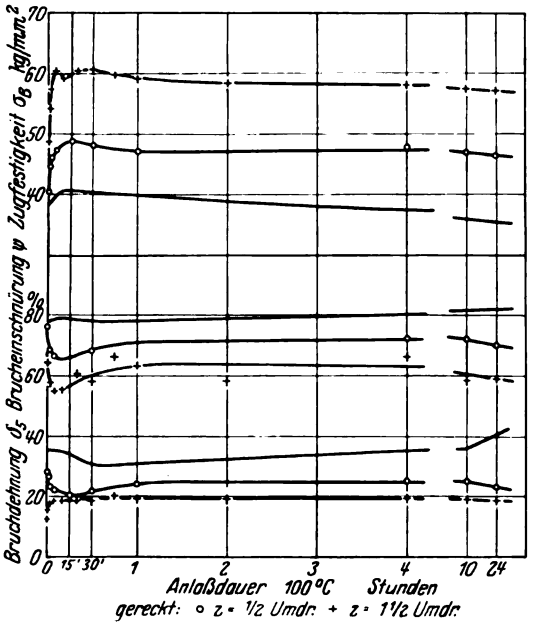


Abb. 10. Alterung von 700° C abgeschreckter und verschieden stark verdrillter Stäbe beim Anlassen auf 100° C.

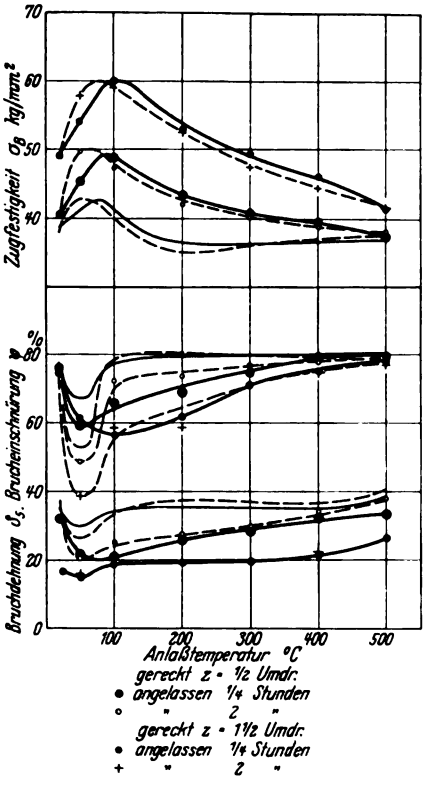


Abb. 11. Alterung von 700° C abgeschreckter und verschieden stark verdrillter Stäbe beim Anlassen auf verschiedene Temperaturen.

Auch beim Anlassen auf 100° C tritt nach Abb. 10 eine Beschleunigung der Alterung durch das Recken zutage. Daß trotzdem die Festigkeitsmaxima in den gereckten Proben erst bei längerer Anlaßdauer erreicht werden, erklärt sich daraus, daß mit zunehmendem Reckgrade beim Anlassen auf 100° C ein starkes Anwachsen der maximalen Festigkeitssteigerung stattfindet, was in ge-

Digitized by Google

wissem Gegensatz zur Alterung bei Raumtemperatur steht. Doch bleiben die Höchstwerte bei 100° C hinter den bei 20° C erreichbaren erheblich zurück.

Abb. 11 gibt den Versuchsbefund nach dem Anlassen auf höhere Temperaturen wieder. Durch das Recken wird beim Anlassen, wie oben bereits erwähnt, der maximale Alterungseffekt verstärkt, aber schon bei einer

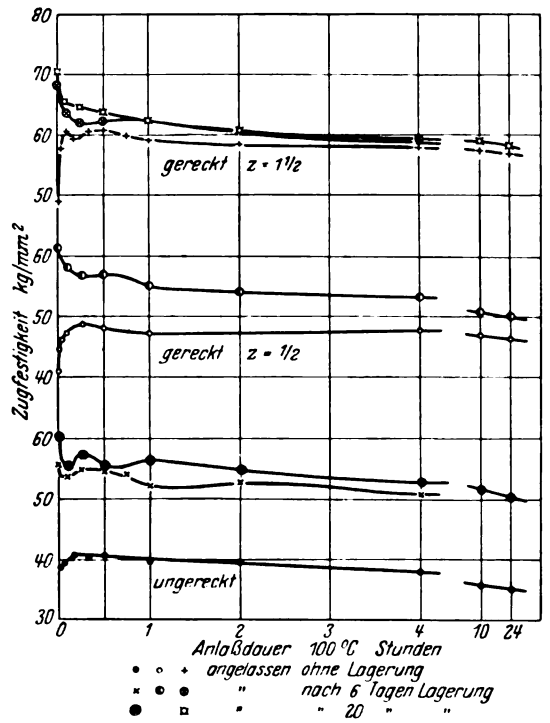


Abb. 12. Alterung von 700° C abgeschreckter und verschieden stark verdrillter, verschieden lange gelagerter Stäbe beim Anlassen auf 100° C.

Anlaßtemperatur von ~250° C wird die Ausgangsfestigkeit des gereckten Materials wieder erreicht. In bereits bekannter Weise erklärt die durch das Anlassen gesteigerte Alterungsgeschwindigkeit die Verschiebung der Kurvenmaxima zu niedrigeren Temperaturen bei längerer Anlaßdauer.

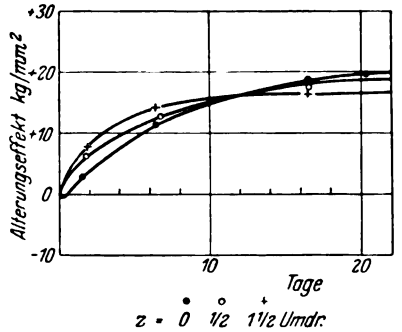


Abb. 13. Alterungseffekte der von 700° C abgeschreckten und verschieden stark verdrillten Proben nach verschieden langer Lagerung.

Danach äußert sich das Recken, abgesehen von der normalen Verfestigung, in einer starken Beschleunigung der Alterungsvorgänge.

Wie aus dem Verlauf der σ_B-Kurven hervorgeht, besteht die Wirkung des Reckens vornehmlich in der Auslösung eines Verfestigungsvorganges, demgegenüber ein mit Entfestigung verbundener Vorgang zunächst noch zurücktritt.

Daß jedoch durch das Recken auch der Entfestigungsvorgang beschleunigt wird, zeigen Abb. 13 und Abb. 14. In Abb. 13 sind die Alterungseffekte des bei Raumtemperatur gelagerten Materials aus Abb. 9 gegenübergestellt und in Abb. 14 die aus den Kurven Abb. 12 ermittelten Festigkeitsunterschiede, die sich bei 4stündigem Anlassen auf 100° C in dem verschieden lange bei Raumtemperatur gelagerten Material ergeben haben, in Abhängigkeit von der Lagerdauer gezeichnet.

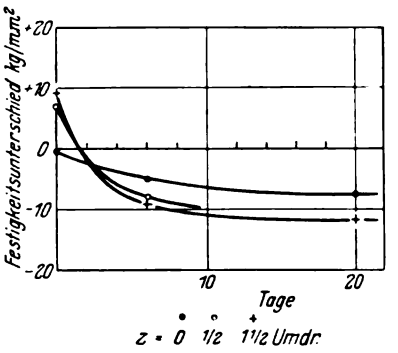


Abb. 14. Anlaßeffekte der von 700° C abgeschreckten und verschieden stark verdrillten, verschieden lange gelagerten Proben bei vierstündigem Anlassen auf 100° C.

Der Befund steht mit der oben entwickelten Anschauung im Einklang, daß durch das Recken schon bei niedrigen Temperaturen eine sonst träge Reaktion mit starker Verfestigungswirkung beschleunigt wird, während die bei diesen Temperaturen rasch ablaufende Reaktion bereits mit erheblicher Entfestigung fortschreitet.

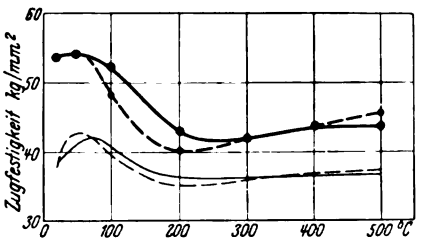


Abb. 15. Alterung der von 700° C abgeschreckten, sofort angelassenen und dann zerrissenen Stäbe nach 5monatiger Lagerung.

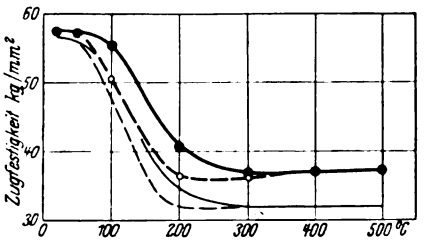


Abb. 16. Alterung der von 700° C abgeschreckten, nach 33tägiger Lagerung angelassenen und zerrissenen Stäbe nach 5monatiger Lagerung.

Zur Ergänzung des entwickelten Bildes wurden die Bruchstücke der Proben, die zur Ermittlung der Kurven Abb. 8 dienten, nach etwa 5monatiger Lagerung noch einmal zerrissen. Die ermittelten Festigkeitswerte (bezogen auf den Querschnitt des ungereckten Materials wie Abb. 8) geben die Abb. 15 und 16 mit den dazu gehörigen Kurven aus Abb. 8 wieder. Danach neigt das sofort nach dem Abschrecken angelassene Material in stärkerem Maße zur Alterung als die nach 33tägiger La-

Digitized by Google

gerung angelassenen Proben. Insbesondere deutet der Verlauf der Festigkeitskurve bei Temperaturen über $\sim 250°$ C darauf hin, daß der bei Raumtemperatur während der 33tägigen Lagerung sich vollziehende Alterungsvorgang zu einer Auslösung des Vorganges führt, der sich nach dem Abschrecken und sofortigen Anlassen erst bei höheren Temperaturen bemerkbar macht. Daß dieser zweite Ausscheidungsvorgang jedoch bei der Lagerung nicht vollständig abläuft, geht daraus hervor, daß auch das ausgelagerte Material nach dem Recken Alterungseffekte zeigt.

Ob die hier entwickelten Vorstellungen mit der Annahme zweier Ausscheidungsvorgänge die Alterungserscheinungen im wesentlichen erklären können, muß noch dahingestellt bleiben. Insbesondere bleibt noch die Frage ganz offen, welche Vorgänge im Innern des Kornes, also im Kristallgitter, mit diesen Erscheinungen zu identifizieren sind. Jedenfalls zeigt die vorliegende Arbeit erneut, wie verwickelt die sogenannte Alterung weicher Stähle ist; und es wird noch eine erhebliche Versuchsarbeit notwendig sein, um diese Erscheinung in ihrem ganzen Umfange zu erkennen.

Atomordnung und Eigenschaften.

(Untersuchungen an der Legierung $AuCu_3$.)

Von **G. Sachs** und **J. Weerts**[1].

Bei einem Mischkristall verteilen sich die Atome verschiedener Art auf die Gitterpunkte des gemeinsamen Gitters in der Regel nach statistischen Gesetzen, oder wie man sagt ungeordnet. Die mechanischen Eigenschaften solcher Mischkristalle sind, wie Untersuchungen an einzelnen Kristallen binärer Kupfer-, Silber- und Goldlegierungen gezeigt haben, durch einige auffällige Merkmale von den Eigenschaften reiner Metalle unterschieden[2].

Man kann nun die Frage aufwerfen, wie weit diese Legierungseffekte auf die Bildung eines gemeinsamen Gitters überhaupt und wie weit sie auf die besondere Art der gegenseitigen Anordnung der Atome zurückzuführen sind. Es gibt nämlich im System Gold-Kupfer Mischkristalle von der Zusammensetzung $AuCu_3$, in welchen sich die bei höheren Temperaturen ungeordneten Atome bei langsamer Abkühlung streng gesetzmäßig in das Gitter einordnen, ohne daß dabei das regulär-flächenzentrierte Gitter verlassen wird[3].

Dieser Übergang ist mit starken Veränderungen der thermischen, elektrischen und magnetischen Eigenschaften verbunden[4]. Ob man es aber mit einer wirklichen Umwandlung zu tun hat, ist zunächst nicht klar, zumal der Begriff der Umwandlung insbesondere bei Legierungen heute wieder stark ins Schwanken geraten ist.

So ist es ein besonderes Kennzeichen des Übergangs von der geordneten zur ungeordneten Atomverteilung bei AuCu wie bei $AuCu_3$, daß er sich nicht bei einer bestimmten Umwandlungstemperatur vollzieht, sondern daß schon bei tieferen Temperaturen gewisse Veränderungen vor sich gehen, die als eine Annäherung der einen an die andere „Modifikation" angesehen werden müssen. Ähnlich verhält es sich aber bei dem bisher als zweifelsfreie Umwandlung angesehenen Übergang vom α- zum β-Quarz[1].

Anderseits verlaufen einige der bisher bekannten Eigenschaftsänderungen von $AuCu_3$ bei der Umordnung der Atome weitgehend gleichartig wie bei den bisher ganz ungeklärten Übergängen von β'- in β-Messing und von α- in β-Eisen[2], die man neuerdings geneigt ist, nicht als Umwandlungen im eigentlichen Sinne aufzufassen. Da im Falle des Eisens eine Umlagerung der Atome nach den bisherigen Untersuchungen nicht vorliegt, kann es sich hier nur um Veränderungen im Elektronenzustand handeln. Falls eine solche Annahme sich bewährt, würde dies die weitverbreitete, zur Deutung der metallischen Leitfähigkeit herangezogene Vorstellung stützen, daß im metallischen Gitter die Valenzelektronen und die Atomreste in mancher Beziehung gleichberechtigte Bausteine sind. Diese Vorstellung wird neuerdings auch durch grundlegende Untersuchungen Westgrens[3] nahegelegt, nach denen das Verhältnis der Zahl der Valenzelektronen zu der der Atomreste den Gittertypus bestimmt.

In diesem Zusammenhang erscheinen die Eigenschaften der Legierung $AuCu_3$ im geordneten und im ungeordneten Zustand von großem allgemeinen Interesse. Im folgenden seien daher einige bisher unbekannte Eigenschaften von $AuCu_3$ in beiden Zuständen mitgeteilt, die an einzelnen, im Vakuum hergestellten Kristallen[4] ermittelt wurden.

Zahlentafel 1 gibt die Orientierung der untersuchten Kristalle sowie die ermittelten Eigenschaften wieder[5]. Die Analyse ergab einen Gehalt von $50{,}9_3$ Gew.-% Gold, entsprechend $25{,}0_7$ At.-% Gold.

---

[1] Original: Z. Physik Bd. 67, S. 507—515. 1931.

[2] G. Masima u. G. Sachs: Z. Physik Bd. 50, S. 161—186. 1928. — Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Z. Physik Bd. 55, S. 581 bis 620. 1929. — G. Sachs u. J. Weerts: Z. Physik Bd. 62, S. 473—493. 1930.

[3] C. H. Johansson u. J. O. Linde: Ann. Physik (4) Bd. 78, S. 439—460. 1925; Bd. 82, S. 449—479. 1927.

[4] N. Kurnakow, S. Zemczuzny u. M. Zasedatelev: J. Inst. Metals Bd. 15, S. 305—332. 1916. — G. Tammann u. O. Heusler: Z. anorgan. Chem. Bd. 158, S. 349—358. 1926. — W. Weber: Diss. Stuttgart 1927. — H. J. Seemann u. E. Vogt: Ann. Physik (5) Bd. 2, S. 976—990. 1929. — H. J. Seemann, Z. Physik Bd. 62, S. 824—833. 1930.

[1] A. Perrier u. R. de Mandrot: Mém. Soc. Vaud. Bd. 1, S. 333—363. 1924.

[2] G. Tammann u. O. Heusler: Z. anorgan. Chem. Bd. 158, S. 349—358. 1926. — C. H. Johansson: Ann. Physik (4) Bd. 84, S. 976—1008. 1927.

[3] A. Westgren: Z. Metallkunde Bd. 22, S. 368—373; Metallwirtsch. Bd. 9, S. 919—924. 1930.

[4] G. Sachs u. J. Weerts: Z. Physik Bd. 62, S. 473—493. 1929.

[5] Das Versuchsmaterial verdanken wir Herrn Dr. L. Nowack, Deutsche Gold- und Silber-Scheideanstalt, Pforzheim.

Digitized by Google

Zahlentafel 1.

Eigenschaften von Gold-Kupferkristallen (25,0$_7$-At.-% Gold) nach verschiedener Wärmebehandlung.

Kristall Nr.	Winkel der Stabachse zu den Würfelkanten α °	β °	γ °	Orientierungsfunktion $\cos^2\alpha\cos^2\beta + \cos^2\beta\cos^2\gamma + \cos^2\gamma\cos^2\alpha$	Wärmebehandlung	Spezifischer elektrischer Widerstand bei 25° C ϱ_{25} $\Omega\,mm^2/m \cdot 10^{-3}$	Elastizitätsmodul E kg/mm² · 10⁴	Spezifische Dehnung $\frac{1}{E} = \alpha$ mm²/kg · 10⁻⁴	Fließgrenze: Zugspannung σ_s kg/mm²	Fließgrenze: Umrechnungsfaktor $\cos\varphi \cdot \cos\eta$	Fließgrenze: Kritische Schubspannung τ_s kg/mm²
1	33,8	58,5	79,3	0,665		11,49	—	—	—	—	—
2	18,8	71,6	87,0	0,276		11,29	—	—	$8,9_4$	0,493	$4,4_1$
3	5,3	84,7	90,0	0,025		11,48	—	—	—	—	—
4	33,9	56,7	85,4	0,641		11,41	—	—	—	—	—
5a	20,7	70,2	84,7	0,324	Geglüht	11,42	—	—	—	—	—
6	43,0	53,0	71,6	0,849	800°, 6 Std.	11,33	—	—	10.2_0	0,437	$4,4_5$
7	41,8	48,4	88,7	0,736	im Vakuum.	—	1,18	$0,84_7$	—	—	—
8	43,0	51,7	74,4	0,818	Abgeschreckt	—	1,32	$0,75_8$	—	—	—
9	53,1	55,2	56,4	0,987	in Eiswasser	—	$1,65_5$	$0,60_4$	—	—	—
10	34,4	57,5	81,2	0,660		—	1,03	$0,97_0$	—	—	—
11	9,0	81,3	88,9	0,066		—	$0,64_8$	$1,54_3$	—	—	—
12	30,1	65,0	74,2	0,808		—	$0,98_0$	$1,02_1$	—	—	—
13	50,8	55,3	58,6	—		—	—	—	—	—	—
2	—	—	—	—	Angelassen 325°, 240 Std. im Vakuum. Abgeschreckt in Eiswasser	4,96	—	—	—	—	—
3	—	—	—	—		4,84	—	—	—	—	—
4	—	—	—	—		4,83	—	—	$4,7_5$	0,486	$2,3_1$
5a	—	—	—	—		4,84	—	—	$4,6_0$	0,495	$2,2_8$
6	—	—	—	—		4,78	—	—	—	—	—
9	—	—	—	—	Angelassen 345°, 240 Std. im Vakuum. Abgeschreckt in Eiswasser	—	$1,75_1$	$0,57_1$	—	—	—
11	—	—	—	—		—	$0,75_4$	$1,32_6$	—	—	—
12	—	—	—	—		—	$1,11_8$	$0,89_4$	—	—	—

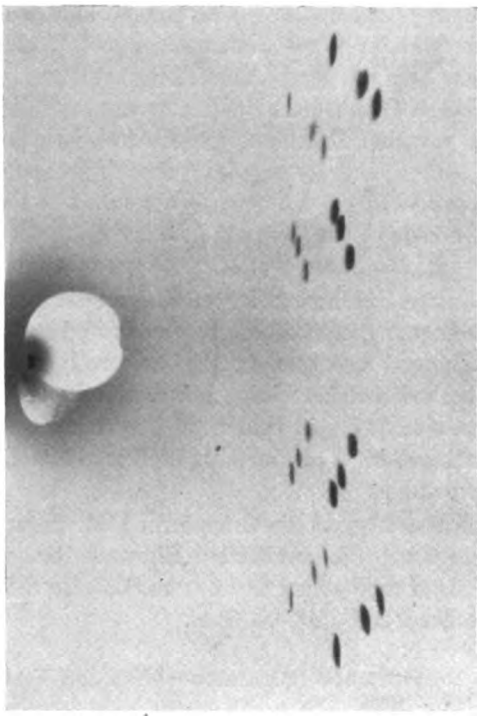


Abb. 1. Drehaufnahme eines Kristalles von der Zusammensetzung $AuCu_3$, Nr. 13, von 800° abgeschreckt.

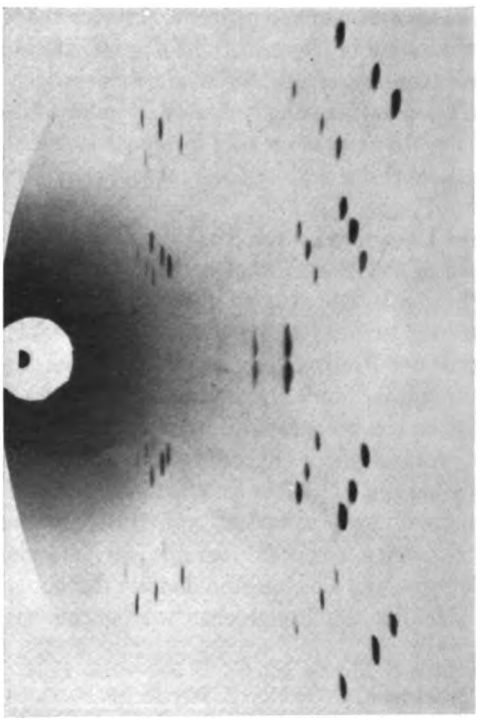


Abb. 2. Drehaufnahme eines $AuCu_3$-Kristalles, Nr. 13 (nach dem Abschrecken von 800°) bei 325°, 10 Tage angelassen.

Die Interferenzen sind von innen nach außen (fett gedruckt sind die beiden Aufnahmen, Abb. 1 und 2, gemeinsamen Interferenzen): 100 β, 100 α; 110 β, 110 α; **111** β, **111** α; **200** β, **200** α.

1. Abb. 1 zeigt zunächst die Drehaufnahme[1] eines Einkristalls dieser Zusammensetzung, der von 800° abgeschreckt ist. Das Bild entspricht vollkommen einer Drehaufnahme eines anderen gleichorientierten Misch-

[1] Die Aufnahmen wurden an einer Phönixröhre mit Kupferantikathode und 4 Lindemannfenstern gewonnen. Bedingungen: 40 kV eff., 9 mA, 2 Std.; **Rundfokus; 50 mm Abstand** Kristall—Film; Halbwellenschaltung **ohne Glühventil.**

Digitized by Google

kristalls vom gleichen Gitterbau. Wird dagegen ein Einkristall sehr langsam abgekühlt, oder besser noch nach dem Abschrecken lange Zeit dicht unterhalb der Umwandlungstemperatur angelassen, so zeigt nunmehr eine Drehaufnahme, Abb. 2, praktisch vollkommen die die geordnete Atomverteilung kennzeichnenden „Überstruktur"-Flecken.

Ein Vergleich der beiden Aufnahmen Abb. 1 und 2 läßt keine weiteren Veränderungen bei dieser Umwandlung erkennen. Man könnte daher annehmen, daß die Kristallart $AuCu_3$ sich grundsätzlich von der Kristallart AuCu dadurch unterscheidet, daß $AuCu_3$ bei der Atomeinordnung sein kubisch-flächenzentriertes Gitter beibehält, AuCu dagegen vom kubisch-flächenzentrierten in den tetragonal-flächenzentrierten Gitterbau übergeht[1].

2. An einer Anzahl von Kristallen wurde zunächst der elektrische Widerstand in beiden Zuständen ermittelt. Der Widerstand nimmt nach Zahlentafel 1, wie bekannt[1], beim Übergang in den geordneten Zustand auf weniger als die Hälfte ab.

Eine Orientierungsabhängigkeit[2] ist nach Abb. 3 — wie bei kubischen Kristallen zu erwarten — nicht vorhanden.

3. Auch der Elastizitätsmodul[3] ändert sich nach Zahlentafel 1 und Abb. 3 mit der Einstellung der geordneten Verteilung, wenn auch in geringem Maße. Die starke Anisotropie ($1 : 2{,}7_3$) des ungeordneten Zustandes nimmt nach Abb. 3 beim Anlassen etwas ab ($1 : 2{,}4_7$). Der Elastizitätsmodul steigt dabei im ganzen Bereich an, und zwar besonders stark beim Kristall in der Würfellage (von 6220 auf 7230 kg/mm²).

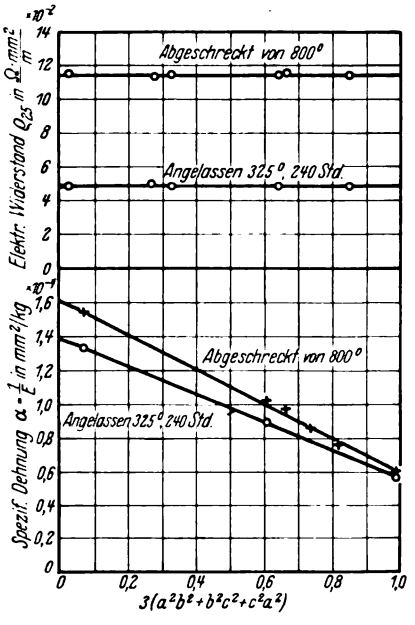


Abb. 3. Elektrischer Widerstand und spezifische Dehnung von $AuCu_3$-Kristallen mit ungeordneter (abgeschreckt) und geordneter (angelassen) Atomverteilung (a, b, c = Richtungskosinus Stabachse – Würfelkanten).

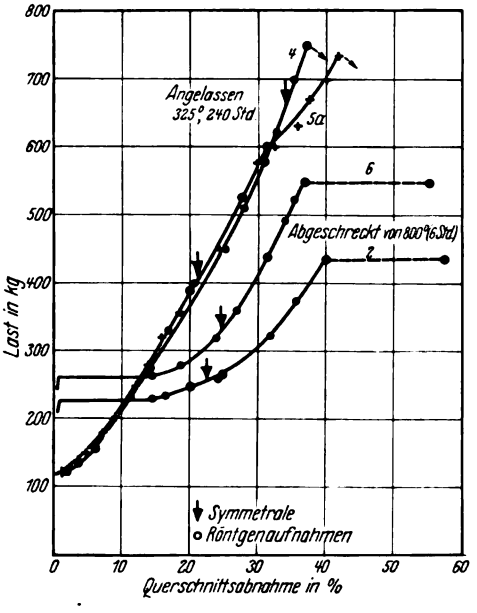


Abb. 4. Last-Querschnittskurven von $AuCu_3$-Kristallen.

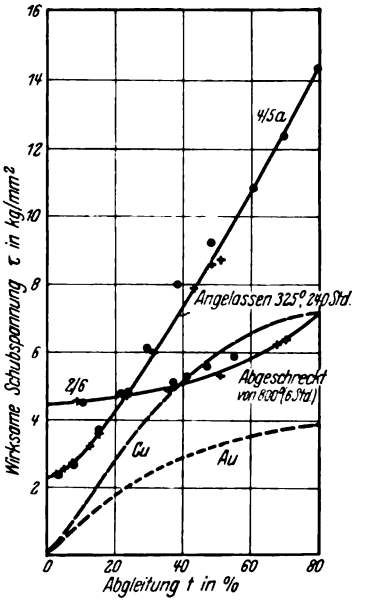


Abb. 5. Verfestigungskurven von $AuCu_3$-Kristallen.

Präzisionsaufnahmen in der früher beschriebenen Weise[2] ergaben jedoch, daß auch bei $AuCu_3$ eine geringe Gitteränderung eintritt, und zwar (ebenso wie bei AuCu) eine Volumenverringerung.

Die Gitterkonstante eines geeignet orientierten, von 800° (nach 6stündigem Homogenisieren) abgeschreckten Kristalls wurde zu $3{,}755_0$ Å, die des bei 345° 10 Tage angelassenen Kristalls zu $3{,}751_1$ Å bestimmt. Der Gitterabstand verkleinert sich also beim Übergang vom ungeordneten zum geordneten Zustand um 0,1%. Dabei muß dahingestellt bleiben, ob durch die Behandlung die sich sehr träge einstellende Ordnung völlig erreicht wird. Dieser Frage wird demnächst in anderem Zusammenhang nachgegangen werden[3].

In beiden Zuständen verlaufen die reziproken Werte des Elastizitätsmoduls, die spezifischen Dehnungen $\alpha = 1/E$, wie es von der Theorie gefordert wird, geradlinig mit der Quadratsumme der Richtungskosinusprodukte. Die Anisotropie ist etwas geringer als bei α-Messingkristallen mit 72% Cu[4] und etwa ebenso groß wie bei Goldkristallen[5].

4. Schließlich wurden an je zwei Kristallen im geordneten und im ungeordneten Zustande Zugversuche durchgeführt. Die Last-Querschnittskurven, Abb. 4,

[1] C. H. Johansson u. J. O. Linde: a. a. O.

[2] G. Sachs u. J. Weerts: Z. Physik Bd. 60, S. 481—490. 1930. Die vorliegenden Aufnahmen wurden mit Nickelstrahlung an einer von der Firma Rich. Seifert & Co., Hamburg, freundlichst zur Verfügung gestellten Ott-Röhre hergestellt. Aufnahmebedingungen: 30 bis 35 kV eff., 15 bis 17 mA, 4 Std.; Rundfokus; Halbwellenschaltung ohne Glühventil; 80 mm Abstand Probe—Film.

[3] Die bisherigen Beobachtungen an unvollkommen (345°, 24 Std.) angelassenen Kristallen lassen vermuten, daß die Gitterkonstante, der Elastizitätsmodul und die Verfestigungskurven sich mit zunehmender Anlaßdauer einsinnig ändern.

[1] N. Kurnakow, S. Zemczuzny u. M. Zasedatelev: a. a. O.

[2] Als Abszisse ist eine Orientierungsfunktion gewählt, welche für die Elastizitätskonstante maßgebend ist.

[3] Die elastischen Messungen sind unter Mitwirkung von Herrn E. Böhme mit Hilfe eines kleinen Spiegelgeräts von 10 mm Meßlänge durchgeführt. Verwendet wurde eine Zerreißmaschine mit Laufgewichtswaage von Mohr & Federhaff mit 10 bzw. 1 t Höchstlast. Die Messungen erfolgten im Bereich zwischen 20 und 120 bis 210 kg.

[4] M. Masima u. G. Sachs: a. a. O.

[5] E. Goens: Naturwissensch. Bd. 17, S. 180. 1929.

Digitized by Google

wurden in der früher entwickelten Weise auf kristallographische Verfestigungskurven, Abb. 5, umgerechnet[1]. Außerdem wurden die Orientierungsänderungen gemäß Abb. 6 verfolgt.

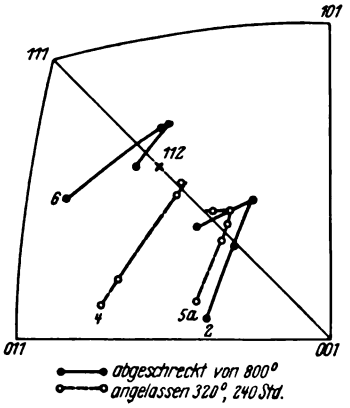


Abb. 6. Orientierungsänderungen beim Dehnen von $AuCu_3$-Kristallen.

Die Schubspannung an der Streckgrenze nimmt entsprechend Zahlentafel 1 und Abb. 5 beim Übergang vom ungeordneten in den geordneten Zustand stark ab. Der Effekt ($2{,}3_0$ gegen $4{,}4_3$ kg/mm²) ist nicht ganz so groß wie bei dem elektrischen Widerstand (0,0485 gegen 0,1140 $\Omega \cdot$ mm²/m). Die Absolutwerte liegen auffallend hoch, im ungeordneten Zustand rund um eine Größenordnung höher als bei der entsprechenden Gold-Silberlegierung[2].

Die Kurven der Kristalle im ungeordneten Zustand in Abb. 4 und 5 zeigen ebenfalls in sehr ausgesprochenem Maße die eigentümlichen Legierungseffekte. Das verfestigungslose Abgleiten erstreckt sich auf eine so große Strecke, daß die Kurve des Kupfers (Abb. 5) unterschritten wird. Dann beginnt eine starke Verfestigung, so daß die Kurve des Kupfers wieder geschnitten wird. Die zweite Gleitung setzt schließlich nach starkem Überschreiten der Symmetrale sehr plötzlich ein. Letzteres geht noch deutlicher aus dem Orientierungsplan der Kristalle, Abb. 6, hervor.

Die Kurven der Kristalle im geordneten Zustande zeigen dagegen diese Besonderheiten nicht, oder wenigstens nur in geringem Maße. Sie unterscheiden sich von den Kurven der reinen Metalle außer durch den höheren Verlauf nur noch durch die länger anhaltende starke Verfestigung.

Zusammenfassung.

Mit dem Übergang von der ungeordneten zur geordneten Atomverteilung in der Legierung $AuCu_3$ ändern sich demnach verschiedene Eigenschaften im Sinne einer Annäherung an reine Metalle:

Der elektrische Widerstand und die Schubspannung an der Streckgrenze nehmen in annähernd gleichem Maße ab. Sie bleiben dabei aber wesentlich größer als bei den reinen Metallen Gold und Kupfer.

Die kennzeichnenden Merkmale von Mischkristallen mittlerer Konzentration, das weitgehende verfestigungslose Abgleiten und die durch das Gleiten bewirkte Schwächung der Gleitfläche, verschwinden bis auf ein auch bei reinen Metallen vorhandenes Maß.

Außerdem ist die Umwandlung mit einer Verringerung der Gitterkonstanten und einer Vergrößerung des Elastizitätsmoduls, besonders in Richtung der Würfelkante, verbunden.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaften verdanken wir Mittel zur Durchführung unserer Untersuchungen an einzelnen Kristallen.

[1] Vgl. G. Sachs u. J. Weerts: Z. Physik Bd. 62, S. 473 bis 493. 1930.

[2] G. Sachs u. J. Weerts: a. a. O.

Struktur, Festigkeit, Stetigkeit.

Von **W. Kuntze**[1].

Die Erkenntnis des Zusammenhanges zwischen innerem Gefüge des Werkstoffes und seiner Festigkeit ist wohl eines der meisterstrebten Ziele der sich mit dem Werkstoff befassenden Ingenieurkreise. Tritt doch hierdurch die Erzeugung in engere Fühlung mit der gestaltenden Verarbeitung zum Werkstück: Maschine oder Bauwerk, indem eine zweckdienliche Materialerzeugung gefördert und eine gediegene Auswahl bei der Verwertung ermöglicht wird. Wir wollen im folgenden untersuchen, in welcher Richtung Struktur- und Festigkeitsforschung sich bisher entwickelt haben, und welchen Zielen sie weiter folgen sollten, dabei aber von vornherein im Auge behalten, daß die Erkenntnis der Zusammenhänge zwischen beiden durch Unstetigkeiten sowohl im strukturellen Aufbau als auch in den Festigkeitsgesetzen häufig erschwert wird.

Struktur des Werkstoffes.

Die Ergebnisse der Forschung über die Struktur des Stoffes bilden ein Bindeglied zwischen der Technik und den Wissenschaften der Physik und Chemie. Die Strukturbeobachtung im Werkstoff fördert heute eine fast unübersehbare Menge von wissenschaftlichen und statistischen Unterlagen zutage, die einerseits durch die unerschöpflichen Möglichkeiten von Variationen und Kombinationen chemischer Verbindungen unter Beihilfe verschiedener Temperaturwirkungen bedingt ist, anderseits aber aus den vielseitigen Bedürfnissen und Anforderungen der Technik folgt. An sich ist diese Mannigfaltigkeit des zugleich wohlgeordneten Strukturbaues der Metalle nichts Erschwerendes, sondern eine von der Natur dankbar entgegenzunehmende Möglichkeit, die Werkstoffe zu ergründen, ihre vielseitigen Eigenschaften zu ordnen und nutzbar zu gestalten.

Zwei Hauptwege struktureller Forschung, die auch ganz verschiedene Probleme qualitativer Natur in sich schließen, werden gepflegt: ein röntgen-spektroskopisches Interferenzverfahren und eine mikroskopische Untersuchung, deren Objekte etwa $6 \cdot 10^{-8}$ cm (d. i. $^1/_{1000}$ der Wellenlänge des Lichtes) im einen Fall und im Mittel 10^{-4} cm und mehr im andern Fall betragen. Das Röntt-

[1] Original: Z. V. d. I. Bd. 75, S. 285. 1931.

Digitized by Google

genverfahren befaßt sich mit der Anordnung der kleinsten nachweisbaren substanziellen Bausteine, den Atomen, in einem von der Natur in wunderbarer geometrischer Regelmäßigkeit gegebenen Verbande, dem Kristallgitter[1]. Es scheint dieses Verfahren der praktisch-technischen Auffassung noch sehr fern zu liegen, zumal es zum größeren Anteile vom Physiker durchgeführt wird. Doch berührt es die Grenzen des technischen Reiches in größerer Ausdehnung, als man gemeinhin vermutet. Schwierige Vorgänge der Vergütung, Verfestigung, Verformung haben, besonders wenn dabei keine Merkmale mit dem Mikroskop wahrnehmbar waren, auf diesem Wege weitere Klärung gefunden.

Den erstaunlichen Unterschied zwischen mathematisch-physikalischer[2] und viel geringerer technischer Festigkeit aufzuklären, hieraus vielleicht Nutzen für die Technik zu ziehen und ihr Vorschläge zur Erzeugung noch haltbarerer Werkstoffe unterbreiten zu können, ist eine vielversprechende neuzeitliche Aufgabe, die vorläufig nur aus diesem Forschungszweig entspringen könnte. Für dieses Ziel verspricht die in der Entwicklung begriffene technische Kohäsionsprüfung eine für die strukturelle Unterscheidung wichtige und praktische Ergänzungsuntersuchung zu werden[3].

Sind nach neueren Anschauungen[4] die Ursache zu dieser offenbar zu geringen technischen Festigkeit Unterbrechungen in der Regelmäßigkeit der Kleinstruktur, so stören diese die verarbeitende Technik an sich nicht. Ihre unendliche Vielheit ergibt wieder eine sog. Quasiisotropie, also einen im makroskopischen Sinne gleichmäßigen Stoff, nur daß ihm die von Natur mögliche höchste Festigkeit infolge der Erzeugungsweise verlorengegangen ist. Unter diesem Gesichtspunkt begreift man, daß die mit Hilfe von Röntgenstrahlen arbeitende Kristallforschung im allgemeinen nicht sog. grobe Fehlstellen im Werkstoff, die für sein Versagen haftbar gemacht werden, aufdecken will, wohl aber im Kleinstbau Wandlungen festhält, die für den Ausbau der Güte wichtig sind.

Das mikroskopische (metallographische) Verfahren betrachtet vorzugsweise das sichtbare Metallkorn. In dem Bestreben, seine äußerst vielseitigen Beobachtungen ursächlich und statistisch zu ordnen, entwirft es unter anderem Zustandsdiagramme, die man gewissermaßen mit Landkarten vergleichen kann, in deren Nord-Südrichtung die Temperaturen und Ost-Westrichtung die Mengen eines Legierungsbestandteiles aufgetragen sind. In diesen Landkarten entstehen nun Gebiete, deren jedes einem bestimmten Kornaussehen und einer bestimmten Kornstruktur entspricht. Der Grenzüberschreitung dieser Bereiche entsprechen häufig deutlich merkbare innere Umwandlungen im Werkstoff. Die Grenzen sind also wichtig für die richtige thermische Behandlungsweise eines chemisch bekannten Werkstoffes, und umgekehrt tragen sie zur Orientierung über die Vorbehandlung — schädlicher oder nützlicher — eines metallographisch zu untersuchenden Werkstoffes bei.

Die Arbeitsmethoden der mikroskopischen Kornbetrachtung sind hiermit nur angedeutet. Immer lautet jedoch das Problem, die Zusammenhänge der chemischen und physikalischen Ursachen mit bestimmten Werkstoffeigenschaften aufzudecken. Welche Eigenschaften hierbei besonderes Interesse erregen, dafür ist das technische Bedürfnis richtunggebend. Im Vordergrunde stehen jedenfalls Ansprüche an die Festigkeit.

Festigkeit des Werkstoffes.

Ohne Festigkeitsbegriff ist die Technik nicht denkbar. Daß sich die Festigkeitsprüfung zu einem gesonderten großen Zweig der Werkstoffuntersuchung mit einem großen Aufwand an Prüfmaschinen[1] entwickelt hat, ist hieraus verständlich. Sie war zunächst für die schaffende Technik das Primäre, während die Strukturforschung sich als unentbehrliche Ergänzung hinzugesellte.

Leider bindet beide Gebiete nur die Erfahrung. Die Struktur ist maßstäblich schwer erfaßbar, von ihr ist schon deshalb nicht zu verlangen, daß sie einen Maßstab für die Festigkeit abgeben könnte. Aber auch die Entwicklung des Festigkeitsbegriffs in unmittelbarem Zusammenhange mit der Struktur ist unterblieben. Das liegt daran, daß sich die Festigkeitsprüfung eigenwillig nach technologischen und methodischen Richtlinien entwickelt und sich von den wissenschaftlicheren Neigungen seiner jüngeren Kameradin, der technischen Strukturforschung, nicht mehr beeinflussen ließ. Das, was man an der Kraftskala der Prüfmaschine abliest, ist technische Tragfähigkeit eines in die Prüfmaschine eingespannten Werkstükces, z. B. des Probestabes. Dieser Festigkeitsbegriff, der den ganzen Mechanismus der zum ursprünglichen Zustand hinzutretenden plastischen Verformung in sich schließt, hat energetischen Charakter und umschließt, wie alle Zahlen der technologischen Prüfung, einen Festigkeitskomplex. Nur so lange die praktische Festigkeitslehre sich auf elastisch-mechanischer Grundlage aufbaute, war sie rein wissenschaftlich, sogar in ausgeprägtem Maße; denn die Elastizitätslehre hat zu einer sehr ausgiebigen Entwicklung mathematischer Gesetze beigetragen.

Was von einer wissenschaftlich brauchbaren, die Struktur berücksichtigenden Festigkeitsprüfung zu fordern ist, besteht darin, daß man die Festigkeitseigenschaften des wirklich vorliegenden Stoffes festhält und nicht die eines durch die Prüfung plastisch veränderten. Sobald man also der Festigkeitsmessung eine plastische Dehnung um 0,2% (Streckgrenze) oder gar eine Reckung bis zur Erschöpfung (Höchstlastgrenze, Zugfestigkeit) zur Vorbedingung machte, wich man von einer wahrhaften Untersuchung des Stoffes in seinem wirklich vorliegenden Zustand ab. Die wirkliche Festigkeit eines Stoffes könnte nur durch die Elastizitäts- und technische Kohäsionsprüfung ermittelt werden, und nur mit diesen

[1] Siehe G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 70, S. 1634. 1926. — M. Polanyi: Z. V. d. I. Bd. 71, S. 565. 1927; s. a. Mitt. Materialpr.-Amt 1930, Sonderh. 13, S. 113.

[2] Z. B. aus der Oberflächenenergie ableitbare Festigkeit.

[3] W. Kuntze: Z. Metallkunde Bd. 22, S. 264. 1930.

[4] A. Smekal: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 667. 1928; Metallwirtsch. Bd. 7, S. 776. 1928. — Im weiteren Sinn gehört hierher auch das Gebiet der inneren Ausscheidungen bei Übersättigungszuständen und deren Einfluß auf die Festigkeit, vgl. G. Tammann: Z. Metallkunde Bd. 22, S. 365. 1930.

[1] W. Deutsch u. G. Fiek: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1173. 1541, 1760. 1928.

Digitized by Google

Prüfungen würde die Festigkeit einen Ausdruck für die Struktur bilden.

Soviel über die erkenntniswissenschaftlichen Bestrebungen in der Festigkeitsfrage! Liegt aber das Bedürfnis des Konstrukteurs nicht nach wie vor in der Streckgrenze? Nur scheinbar! Die Streckgrenze des Prüfstabes ist ja gar nicht unter allen vorkommenden Bedingungen ein Anzeiger der Gefahrengrenze bei der Belastung irgendeines Konstruktionsteiles.

Wir wissen, daß besonders bei Querschnittsänderungen die Normalspannungen zum gefährlichen Querschnitt stark überhöht sind und trotzdem die für das Strecken maßgebende kritische Schubspannung wegen des räumlichen Spannungszustandes dort nicht erreicht wird. In solchem Falle tritt zwar nicht die Gefahr einer plastischen Verformung des Werkstückes ein, aber an deren

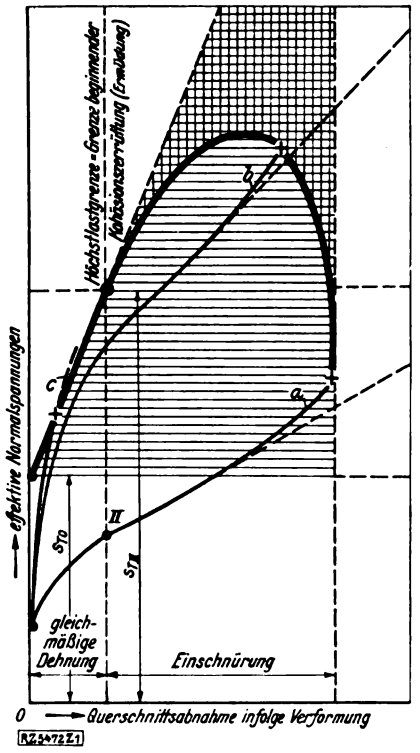


Abb. 1. Schema des Verlaufs von Kohäsions- und Fließwiderstand bei zunehmender Verformung und unter Gestalts- und Geschwindigkeitseinwirkung dargestellt am Zugversuch.

Da der Kohäsionswiderstand eine Normalspannung ist, müssen auch die Fließwiderstände normal zum Stabquerschnitt ausgedrückt werden. Die in der Gleitrichtung wirkenden Schubwiderstände, die nach Ludwik auch bei wechselnder Gestalt nicht wesentlich veränderlich sind, können in dieser Darstellung nicht verwertet werden.

— Kurve des nur mit der Verformung veränderlichen Kohäsionswiderstandes.
— *a* effektive Fließkurve des statischen Zugversuchs,
— *b* gehobene Fließkurve bei Schlagbeanspruchung,
— *c* desgl.,
\+ Bruchеintritt, d. i. Schnittpunkt von Fließ- und Kohäsionskurve; *a* und *b* zäher Bruch, *c* spröder Bruch,
s_{T_0} Ausgangskohäsion,
$s_{T_{II}}$ unter der Höchstlast verfestigte Kohäsion = höchste ermüdungsfreie Beanspruchung.

Waagerechte Schraffur: Kohäsionsverfestigung im Verlaufe der Gesamtverformung (im Einschnürgebiet begrenzt von der geradlinigen Verlängerung des Anfangsverlaufs der Kohäsionskurve). Senkrechte Schraffur: Kohäsionszerrüttung (Ermüdung) im Einschnürgebiet (überdeckt sich mit der Kohäsionsverfestigung).

Stelle tritt die Gefahr einer Kohäsionsüberschreitung, Abb. 1, Kurve *c*. Ein Kohäsionsbruch ist stets unerwünschter als eine geringfügige Verformung bei der Streckgrenzenüberschreitung. Solange man den Kohäsionswiderstand eines Werkstoffes nicht kennt, wird man nie in der Lage sein, spröde Brüche wirksam zu bekämpfen. Die Kenntnis der technischen Kohäsion ist daher für den Konstrukteur von größter Bedeutung[1].

Zudem geht das Streben heute nach einer möglichst hohen Streckgrenze des Werkstoffes. Die Produktionstechnik ist bis zu einem gewissen Grade befähigt, hohe Streckgrenzen zu erzeugen. Ihre Möglichkeiten hinsichtlich einer entsprechend erhöhten Kohäsion sind begrenzt oder vielmehr noch nicht bekannt. Das haben wir bei Betrachtung der Kleinstruktur festgestellt. Je näher aber die Streckgrenze und die Zugfestigkeit an der Kohäsion liegen, je spröder verhält sich grundsätzlich der Werkstoff[2]. Die Dimensionierpraxis behandelt solche Verschiedenheiten alle gleich, weil sie heute nicht anders kann. Sie setzt ohne Beachtung der Kohäsion den gleichen Sicherheitsfaktor nach der Streckgrenze oder der Zugfestigkeit ein. Höchstens, daß sie sich vor zu großer Sprödigkeit durch die Bedingung eines statischen Mindestdehnungsvermögens zu schützen sucht.

Aber auch das statische Dehnungsvermögen des Probestabes bildet keine sichere Gewähr gegenüber einem unerwarteten spröden Bruch. Man hat wohl häufig angenommen, daß ein großes, am Probestab gefundenes Dehnungsvermögen weniger Neigung zum spröden Bruch erwarten läßt als ein geringeres Dehnungsvermögen bei einem anderen Stoff. Doch hat die Erfahrung gelehrt, daß diese Annahme ebenso häufig nicht stimmt, und vor allem unter den Stahlsorten Stoffe mit mittlerem Dehnungsvermögen sich am zähesten erweisen. Man kannte eben den Einfluß der Kohäsion auf die Verformungsfähigkeit nicht. Vom Standpunkte der Kohäsionsforschung gibt es kein dem Stoffe eigentümliches Dehnungsvermögen. Der Werkstoff dehnt sich nur so weit, als ihm innerhalb des Fließbeginns (Streckgrenze) und des Kohäsionswiderstandes Möglichkeit hierzu gegeben ist[3]. Wir haben aber soeben erörtert, daß der Fließbeginn, z. B. bei Querschnittsübergängen, erst sehr spät oder gar nicht einzutreten braucht. Dann gibt es nur eine geringe oder gar keine Dehnung. Die Dehnung als Sicherheit versagt also häufig gerade in solchen Fällen, in denen man ihren sichernden Einfluß erwartet. Die Erklärung dieser scheinbaren Widersprüche liegt darin, daß Stoffe mit großer am Probestab ermittelter Dehnfähigkeit wohl eine höhere relative Kohäsion aufweisen als statisch spröde, daß sich aber die dehnfähigen untereinander nicht mit der Größe ihres statischen Dehnvermögens nach der Kohäsion einordnen.

Würde man nun nach der technischen Kohäsion dimensionieren, z. B. 0,3 der Kohäsion als Gefahrengrenze einführen — welcher Betrag bei geglühtem Flußstahl annähernd der Streckgrenze entspricht und dem noch ein allgemeiner Sicherheitsfaktor zuzuordnen wäre — so würden sprödere Stoffe (mit verhältnismäßig hoher Streckgrenze) im Vergleich zur Streckgrenze niedriger be-

[1] Unter technischer Kohäsion sei die Normalspannung verstanden, die im Augenblick der vollständigen Trennung der Teilchen aufgebracht werden muß. Die Kohäsion eines plastischen Werkstoffes im unverformten Zustand läßt sich am gewöhnlichen Zugstab nicht feststellen. Ihre versuchsmäßige Ermittlung soll demnächst veröffentlicht werden.

[2] P. Ludwik: Z. V. d. I. Bd. 70, S. 379. 1926; Bd. 71. S. 1532. 1927.

[3] W. Kuntze: Z. Metallkunde Bd. 22, S. 12. 1930.

Digitized by Google

ansprucht werden. Darin läge aber ein bewußt herbeigeführter automatischer Sicherheitsgrad, der den spröderen Stoff vorsichtiger behandelt. Daß sich dieses natürliche Verfahren zugleich einer rationellen Schlagsicherheit anpaßt, liegt auf der Hand und ist, soweit Erfahrungen vorliegen, bisher bestätigt worden.

Ähnliche Erörterungen lassen sich auch hinsichtlich der Schwingungsfestigkeit anstellen. Die Ermüdung des Werkstoffes äußert sich in einer Kohäsionsverminderung (Zerrüttung). Sie tritt nach starker plastischer Beanspruchung ein, die entweder in einem einzigen Zuge, wie z. B. im Fließkegel des Zugstabes, Abb. 1 (senkrecht schraffierte Fläche), auftritt oder in wirksamerer Weise nach einer Häufung von Wechselbeanspruchungen (Schwingungen). Dem Beginn der Ermüdung läuft jedoch nach Abb. 1 eine Kohäsionsverfestigung vom Grade $s_{T_{II}}/s_{T_0}$ voran. Dieser Quotient ist daher ein Gradmesser für ein ermüdungsfreies Beanspruchungsgebiet des Werkstoffes, also auch für eine Grenze beginnender Ermüdung. Daraus folgt nun die in Abb. 2 dargestellte, für alle plastischen Werkstoffe gültige Beziehung zwischen der Schwingungsfestigkeit S und der mit genanntem Quotient $s_{T_{II}}/s_{T_0}$ multiplizierten Zugfestigkeit σ_B[1]. Wir sehen aus Abb. 2 weiter, daß zwischen Schwingungsfestigkeit

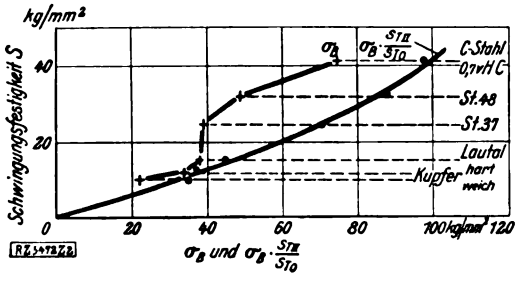


Abb. 2. Beziehungen zwischen Schwingungsfestigkeit bei Zug-Druck-Beanspruchung und Gleit- sowie Kohäsionswiderstand.
σ_B Zugfestigkeit. s_{T_0} Ausgangskohäsion;
$s_{T_{II}}$ bis zur Höchstlast verfestigte Kohäsion.

und Zugfestigkeit allein keine kontinuierliche Beziehung besteht, woraus wir schließen können, daß die Schwingungsfestigkeit nicht allein vom Gleitwiderstand abhängen kann.

Die in Abb. 2 dargestellte Beziehung

$$S = f\left(\sigma_B \frac{s_{T_{II}}}{s_{T_0}}\right)$$

läßt sich auch folgendermaßen schreiben:

$$\frac{s_{T_{II}}}{S} = f\left(\frac{s_{T_0}}{\sigma_B}\right).$$

Je kleiner nun s_{T_0}/σ_B ist, desto spröder verhält sich, wie wir schon gesehen haben, grundsätzlich der Werkstoff. Dann muß aber auch $s_{T_{II}}/S$ ein Maßstab für die Sprödigkeit und S bei einem spröden Stoff verhältnismäßig groß werden. Das stimmt nun mit der häufigen Beobachtung überein, daß bei der Untersuchung von Dauerbrüchen an Maschinenteilen der betreffende Werkstoff auffallenderweise wohl eine hohe Schwingungsfestigkeit, aber eine geringe Schlagfestigkeit (Kerbzähigkeit) aufwies. Würde man hier nun nach einer konstanten Funktion der verfestigten Kohäsion $s_{T_{II}}$ dimensionieren, so würden wiederum (wie im Falle der Streckgrenze) sprödere Stoffe niedriger beansprucht werden, und wir hätten auch hier einen automatisch wirkenden Sicherheitsgrad, z. B. gegenüber einer zusätzlichen Kerbwirkung zur Schwingungsbeanspruchung.

Wir sehen, daß die Kohäsion als Ausdruck für die Struktur auch für die Sicherheitsfrage unentbehrlich sein wird und hierfür eine natürliche und treffende Grundlage abgeben kann. Selbstverständlich können hier nur grundsätzliche Ausblicke gebracht werden, unbeschadet einer genaueren Durcharbeitung auf Grund neuzeitlicher Untersuchungen. Eine Tatsache allerdings bleibt bestehen, die der Technik die Anwendung der rein natürlichen und örtlich wahrhaft auftretenden Festigkeit erschwert. Das ist die Unstetigkeit, mit der diese als auch die Spannungen aus strukturellen und statischen Gründen im Werkstück verteilt sind. Diese Schwierigkeit war zunächst Grund genug, mit nur „mittleren" Festigkeitszahlen zu rechnen. Anderseits trägt aber gerade der gesamte Mechanismus der Kohäsionsprüfung, worauf hier nicht näher eingegangen werden kann, dazu bei, auch diese Schwierigkeit klarer zu überblicken.

Stetigkeit.

Mit der Erforschung von Struktur und Festigkeit wären die wissenschaftlichen Erfordernisse in der Behandlung der tragfähigen Werkstoffe erschöpft, wenn nicht die Wissenschaft, die ja ihre Erkenntnisse stets gesetzmäßig ordnet, sei es nach statistischen, kausalen oder zweckdienlichen Gesichtspunkten, ständig mit Regelwidrigkeiten zu kämpfen hätte. In der Technik ist aber Unstetigkeit gleichbedeutend mit Unsicherheit. Sie ist daher von weittragender Bedeutung für die Allgemeinheit. Der Zügelung der Unstetigkeit gilt mehr Anstrengung als im allgemeinen angenommen wird, wenn sie auch meist kein gesondertes Arbeitsfeld beansprucht, sondern ihre Bearbeitung da angegliedert ist, wo es die Arbeitsmethode oder Apparatur gerade erheischt.

Sind stoffliche Unstetigkeiten winzig klein und dementsprechend in der Gitterstruktur äußerst fein verteilt, so sind sie technisch nicht als Unstetigkeiten zu werten. Wir haben dann, wie schon erwähnt, einen im technischen Sinne wiederum gleichmäßigen Stoff, der lediglich eine geringere technische Kohäsion infolge von örtlichen Überbeanspruchungen (Kerbwirkungen) in disperser Form, gegenüber der physikalischen, aufweist. Als Unstetigkeiten im technischen Sinne gelten also im Vergleich zum Umfang des Werkstückes grobe Abweichungen von der Regel.

Sie sind mechanischer Natur, falls Hohlstellen oder Fremdkörper im Werkstoff eingeschlossen sind, die möglicherweise mit Röntgendurchleuchtungen festzustellen sind, ohne das Werkstück zerlegen zu müssen[1]. Chemischer Natur sind sie, falls sich Zonen verschiedener Zusammensetzungen gebildet haben[2]. Sie sind physikalisch geartet, falls sich infolge ungleichmäßiger thermischer Behandlung oder mechanischer Anspannung eine un-

[1] W. Kuntze: Z. V. d. I. Bd. 74, S. 231. 1930.

[1] C. Kantner u. A. Herr: Z. V. d. I. Bd. 71, S. 571. 1927; Bd. 73, S. 811. 1929; vgl. auch C. Kantner u. A. Herr: Die Verwendbarkeit der Röntgenverfahren in der Technik. Berlin 1928.

[2] H. Meyer: Stahleisen Bd. 16, S. 506. 1928.

Digitized by Google

gleichmäßige Häufung innerer Spannungen gebildet hat[1]. Das könnte man alles als Fehler bezeichnen, die bei Kenntnis und Sorgfalt im Erzeugungsgang mehr oder weniger zu meiden sind.

Es gibt aber einen Komplex von Unstetigkeiten, der konstruktiv begründet ist. Das ist die ungleichmäßige Verteilung der Anspannungen über den Querschnitt an Stellen wechselnder Querschnittgröße des Konstruktionsteiles (Spannungspitzen). Sowohl ihre statisch-mathematische als auch stoffkundliche Beherrschung liegt noch sehr im Argen. Der Statiker kann sich jedoch erst mit ihr befassen, nachdem ihm stoffliche Unterlagen mechanisch-plastischer Art gegeben sind. Es hat sich nämlich nach neuesten (noch nicht veröffentlichten) Versuchen herausgestellt, daß die Wirkungsweise der sog. Spannungspitzen bei Kerben nicht nur gestaltlich bedingt, sondern auch vom Gefüge in starkem Maße abhängig ist. Hierzu tritt eine weitere, wohl mit der Gefügeabhängigkeit zusammenhängende Erscheinung, daß die Wirkung der Spannungspitzen mit abnehmender Größe des Werkstückes immer kleiner wird. Große Werkstücke verhalten sich gegenüber kleinen spröder, wenn sie proportional ihren Abmessungen beansprucht werden. Diese mechanische Unähnlichkeit muß mit Recht von dem so sehr auf Ähnlichkeitsgesetzen fußenden Ingenieur als grober Verstoß gegen seine gewohnten Gesetze betrachtet werden.

Man hat sich die Behandlung dieser Art Unstetigkeiten häufig sehr leicht gemacht, indem man auf Grund statischer Plastizität einen Ausgleich der unterschiedlichen elastischen Anspannungen voraussetzte, bevor der Bruch eintritt. Das kann der Fall sein, braucht es aber nicht. Also eine neue Regellosigkeit, die wir nachher noch verfolgen werden. Die Aufgabe wird jedenfalls nie leicht zu lösen sein, da sie nicht nur statisch-geometrisch, sondern auch dynamisch-thermisch stark beeinflußt ist. Das Problem lautet: Bestimmung der Höhe örtlich, infolge Kerbwirkung zusammengeballter Überbeanspruchungen, die bei Überschreiten der Kohäsion den Bruch einleiten. Wir sehen hieraus, daß im Hinblick auf die behandelten Unstetigkeiten die Festigkeitsfrage des Werkstoffs mit Kenntnis der Kohäsion gefördert und wenigstens die Auswahl eines guten Werkstoffs gewährleistet ist. Hingegen bleibt die genaue Ermittlung der Anspannungen im beliebig geformten Werkstück noch eine zu lösende Aufgabe.

Lag die eben beschriebene Unstetigkeit darin, daß im Volumen des Werkstückes die Anspannungen zu gleicher Zeit ungleichmäßig verteilt liegen, so finden wir anderseits im zeitlichen Ablauf des Verformungsmechanismus eine weitere Unstetigkeit. Betrachten wir nämlich in Abb. 1 die Formänderungskurven *b* und *c*, so sehen wir, daß sie ganz nahe aneinander liegen, also aus fast gleichen Umständen entsprungen sein mögen und doch in der Endwirkung gänzlich verschieden sind. Die Kurve *b* zeigt eine große Formänderung, die Kurve *c* hingegen nur ganz geringe. Wir erkennen hieraus den zähen und den spröden Bruch, trotz fast gleicher Vorbedingungen. Die Ursache finden wir in dem verschiedenartigen Ablauf der Kohäsions- und der Formänderungskurve begründet. Der Kohäsionswiderstand ist nur mit der Verformung veränderlich, weil diese eine Strukturänderung mit sich bringt. Es gibt also nur eine Kohäsionskurve für einen bestimmten Werkstoff. Die Formänderungskurve hängt aber außerdem noch von der Formänderungsgeschwindigkeit und der Gestalt des Werkstückes ab, also von Umständen, die mit keiner Strukturänderung verbunden sind. Daher gibt es unendlich viele Formänderungskurven. Wir können also diesen so sprunghaft eintretenden Wechsel zwischen sprödem und zähem Bruch, der die Technik so viel beschäftigt, nur erklären, wenn wir eine Analyse des Verformungsmechanismus vornehmen und die Unsymmetrie zwischen Kohäsions- und Formänderungsverlauf erkennen. Die Formänderung selbst ist nur ein Spielball beider. Sie genügt neben dem Formänderungswiderstand nicht, um die Eigenarten des Festigkeitsmechanismus zu erklären.

*

Somit sehen wir, daß selbst die widrigsten Unstetigkeiten sich gesetzmäßig aufklären lassen, aber nur auf Grund von Werkstoffkonstanten und nicht etwa komplexer Prüfzahlen. Die Ursache für die allgemeine Beliebtheit energetischer Prüfweisen mit komplexen Prüfzahlen liegt in dem bequemen Wunsch, die Prüfung der Wirklichkeit möglichst anzupassen. Aber dieses Bestreben mißlingt nicht nur, sondern würde auch den Mechanismus der Beanspruchung völlig unerkannt lassen.

Wir wissen zwar aus den Wissenschaften, die die belebte Natur behandeln, daß dort die Analyse bis zum letzten nachweisbaren Bestandteil keine befriedigende Aufklärung bringt, daß die Lösung vielmehr im Erkennen zweckdienlicher Gruppierungen, selbständiger Komplexe oder Lebenszentren liegt. Dort müssen wir uns aber mit gegebenen Schöpfungen befassen. In der Technik sind wir selbst der Schöpfer. Der Ingenieur ist von Grund aus Synthetiker, je kleinere, klar umrissene Bausteine man ihm bietet, um so zweckentsprechender kann er aufbauen. Daher kann man auch die Analyse des strukturellen Stoffes und seiner Festigkeit nicht intensiv genug betreiben. Die Strukturerkenntnis dient der Schaffung des Werkstoffes, die Erkenntnis seiner Festigkeitseigenschaften der Schöpfung des Bauwerks. Mag das immer weitere Eindringen gedanklichen Schwierigkeiten begegnen, sie sind nur einmal zu überwinden. Es ist damit keineswegs verneint, daß die spätere praktische Auswertung sich vielleicht einfacher und klarer gestaltet als die augenblickliche verhältnismäßig primitive mechanische Prüfweise.

[1] G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 352. 1927; Z. V. d. I. Bd. 71, S. 1511. 1927; Metallwirtsch. Bd. 8, S. 343. 1929.

Digitized by Google

Zur Deutung der Deformationstexturen von Metallen.

Von **W. Boas** und **E. Schmid**[1].

Die Gefügeregelungen, die man in kalt bearbeiteten Metallen beobachtet, haben bis heute noch keine völlig befriedigende Aufklärung gefunden. Zwar konnten für den Fall der hexagonalen Metalle die beobachteten Deformationstexturen mit Hilfe der beiden Kristall-Deformationsmechanismen (Translation und mechanische Zwillingsbildung) restlos erklärt werden[2]. Bei den kubischen Metallen dagegen bestehen z. T. noch erhebliche Widersprüche zwischen den auf Grund der Einkristalldeformation zu erwartenden und den experimentell beobachteten Deformationstexturen. So liegt in der Endlage gedehnter Einkristalle flächenzentrierter Metalle eine [112]-Richtung parallel der Zugrichtung (Taylor-Elam); im Gegensatz hierzu ist die Zug- und Ziehtextur dieser Metalle eine doppelte Fasertextur mit der [111]- und [100]-Richtung parallel der Zugrichtung. Eine Erklärung der Walztextur kubischer Metalle auf Grund der die Einkristalldeformation begleitenden Gitterdrehungen ist gleichfalls bisher nicht gelungen.

Zur Überbrückung dieser Schwierigkeiten sind zwei Versuche unternommen worden. M. Polanyi[3] nahm an, daß sich die Deformation des im Vielkristall eingebetteten Einzelkorns von der des frei gedehnten Einkristalls in typischer Weise unterscheidet. Während die Translation im Einkristall mit dem geometrisch günstigst liegenden System beginnt und sich auch im weiteren Verlauf auf zwei (symmetrisch liegende) Translationssysteme beschränkt, sollen sich im gedehnten Korn des Vielkristalls alle kristallographisch gleichwertigen Translationssysteme gleichzeitig betätigen. Unter dieser Annahme werden die stabilen Endlagen des Gitters bestimmt, die sich in Übereinstimmung mit den experimentell beobachteten befinden.

In völlig anderer Weise suchen F. Wever und W. E. Schmid[4] die erwähnten Schwierigkeiten zu beheben. Sie gehen von der Tatsache aus, daß die plastische Biegung von Kristallen um eine Richtung erfolgt, die in der Translationsfläche senkrecht auf der Translationsrichtung steht. Abweichend von der Gitterdrehung bei der Dehnung des Einkristalls soll die Umorientierung des im Vielkristall eingebetteten Kornes einer solchen Biegung entsprechen. Auf Grund dieser Überlegung wird die [111]-Lage als Zugtextur flächenzentrierter Metalle erhalten, während die [100]-Lage unerklärt bleibt. Die Endlage wird durch Betätigung höchstens zweier Translationssysteme erreicht. Eine Erklärung der Walztexturen gelang auf diese Weise nicht.

Gegen den Vorschlag Polanyis kann eingewendet werden, daß ein Beweis für die gleichzeitige Betätigung sämtlicher Translationssysteme aussteht. Diese gleichzeitige Betätigung wird sogar nach Feststellung einer von Null verschiedenen Schubfestigkeit der Translationsflächen im allgemeinen ausgeschlossen sein. Welches aber dann die stabilen Endlagen sind, läßt sich ohne weiteres nicht angeben.

Gegen die Auffassung von Wever und Schmid scheint uns zunächst zu sprechen, daß der Kristallbiegung gegenüber der Kristalldehnung eine so große Bedeutung für die Gitterdrehung zuerkannt wird. Weiterhin bildet der Umstand, daß die Kristalldeformation unter Benutzung von nur zwei Translationssystemen vor sich gehen soll, deshalb eine Schwierigkeit, weil auf diese Weise eine allgemeine Formänderung des im Vielkristall eingebetteten Korns, die zufolge der Verwachsung mit den Nachbarkörnern zweifellos vor sich geht, keineswegs erzielt werden kann.

Gerade dieser letzte Einwand erscheint uns besonders schwerwiegend, und die Grundlage unseres Vorschlages zur Deutung der Deformationstexturen bildet die Bedingung, daß dem Kristallkorn eine allgemeine Formänderung durch Translation möglichst weitgehend gewährleistet sein muß. Hierzu ist aber die Betätigung von mindestens drei Translationssystemen nötig, da bei Wirksamkeit von weniger Systemen die erzielbare Formänderung nur eine ganz bestimmte (Bandbildung) ist.[1] Da die Schubspannung im Translationssystem für seine Betätigung maßgebend ist, wird zur Auswahl der wirkenden Gleitelemente die Größe der herrschenden Schubspannung benutzt und diejenige Endorientierung bestimmt, die bei der vorgeschriebenen Deformation stabil gegenüber der Translation nach den drei günstigsten Translationssystemen ist.

A. Kubisch-flächenzentrierte Metalle.

Um zu einer Auswahl der Translationssysteme auf Grund ihrer Schubspannungen zu gelangen, sind die Schubkomponenten für die 12 verschiedenen Translationsmöglichkeiten ($T = [111]$; $t = [101]$) berechnet worden, für Kraftrichtungen, die die mögliche Orientierungsmannigfaltigkeit der Stabachse ungefähr gleichmäßig überdecken. Diese Orientierungsmannigfaltigkeit ist bekanntlich durch das Dreieck $W_1 I A$ der Abb. 1 gegeben, in der auch die sämtlichen Translationselemente für Oktaedertranslation hervorgehoben sind.

Das Ergebnis der Rechnungen ist für die drei Begrenzungen des Orientierungsdreiecks in Abb. 2 wiedergegeben[2]. Auf Grund dieser und der für das Innere des Dreiecks gültigen Ergebnisse zerfällt nun das Orientierungsdreieck im wesentlichen in drei verschiedene Gebiete mit jeweils gleichen, drei besten („ausgezeich-

---

[1] Original: Z. techn. Phys. Bd. 12, S. 71. 1931.

[2] E. Schmid u. G. Wassermann: Metallwirtschaft Bd. 9, S. 698. 1930.

[3] M. Polanyi: Z. techn. Phys. Bd. 17, S. 42. 1923.

[4] F. Wever u. W. E. Schmid: Mitt. Eisenforsch. Bd. 11, S. 109. 1929; Z. Metallkunde Bd. 22, S. 133. 1930.

[1] Zur Erzielung einer allgemeinen Deformation ist nach R. v. Mises (ZS. angew. Math. Mech. Bd. 8, S. 161. 1928) die gleichzeitige Betätigung von 5 nicht zu speziell liegenden Translationssystemen notwendig.

[2] Die Berechnungen der Schubspannungen (S) erfolgen nach der Formel: $S = Z \cdot \sin\chi \cdot \cos\lambda$, worin Z die Zugspannung, χ und λ die jeweiligen Winkel der Zugrichtung zur Translationsfläche und -richtung darstellen.

Digitized by Google

neten") Translationssystemen. Das Orientierungsdreieck mit Einzeichnung der Gebietsgrenzen ist in Abb. 3 dargestellt. Die für die einzelnen Gebiete gültigen drei besten Translationssysteme sind durch Symbole angeschrieben, deren Bedeutung sich aus Abb. 1 ergibt.

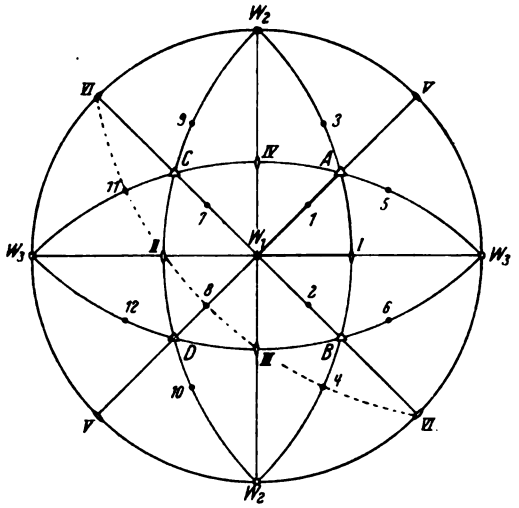


Abb. 1. Stereographische Darstellung eines kubischen Kristalls. Die mit 1—12 bezeichneten Richtungen stellen die [112]-Richtungen dar.

1. Ziehtextur.

Zur Bestimmung der Ziehtextur sind nun jene stabilen Gitterorientierungen aufzusuchen, die sich unter Mitwirkung der jeweils angegebenen drei besten Gleitmöglichkeiten bei Dehnung einstellen. Die Gitterdrehung wird dabei entsprechend dem Einkristallversuch als Umfallen der Längsrichtung in die wirkende Translationsrichtung aufgefaßt. In den Gebieten a_1 und a_2 sind die mit *IV*, *V* und *I* bezeichneten Flächendiagonalen als Translationsrichtungen wirksam. Die Gitterbewegung erfolgt demnach auf die zu den drei Richtungen symmetrisch liegende Raumdiagonale *A* zu. Diese Richtung ist auch stabil: entfernt man sich nämlich durch bevorzugte Betätigung nur zweier Translationssysteme von dieser Lage, so steigt die Schubkomponente im vernachlässigten System gegenüber der in den beiden anderen Systemen an und erzwingt so die Rückkehr zur symmetrischen Lage. In der Abbildung ist die Bewegungsrichtung durch Pfeile angedeutet. In den Gebieten b_1 und b_2 führen die ausgezeichneten Gleitrichtungen zunächst auf eine Lage *P* in die Würfelebene. Hier wird jedoch die Schubkomponente des drittbesten Systems von noch drei weiteren Translationssystemen erreicht. Die Lage *P* wird unter dem Einfluß der sonach in Betracht zu ziehenden sechs Translationsmöglichkeiten instabil und in die Würfelkante als Endorientierung übergeführt[1]. Orientierungen der Gebiete *c* und *d* streben der [112]-Lage zu, kommen hierbei auf die Grenzen von *a* und *b*, von wo aus sie den Weg nach Raumdiagonale bzw. Würfelkante antreten. Die Gebiete *a* und *c* führen somit auf die Raumdiagonale, die Gebiete *b* und *d* auf die Würfelkante.

2. Stauchtextur.

Die Ableitung der Stauchtextur gemäß unserer Vorstellung kann nun auch in einfacher Weise durchgeführt werden. Hierzu sind nur die Richtungen der Pfeile in Abb. 3 umzukehren. Man gelangt dabei zunächst auf Orientierungen, die in der Würfel- bzw. Dodekaederfläche liegen. Hier wird jeweils ein viertes System dem dritten gleich begünstigt, und die weitere Gitterdrehung erfolgt entlang der Wege *QI* und *RI* in Richtung auf die Flächendiagonale *I* zu. Diese Endorientierung ist auch stabil gegenüber den in Betracht kommenden Gleitmöglichkeiten[2].

3. Walztextur.

Zur Ableitung der Walztextur zerlegen wir den Deformationsvorgang in zwei Teile, ähnlich wie dies F. Wever und W. E. Schmid bei der Diskussion der „parallelepipedischen" Stauchtextur getan haben: 1. in eine Stauchung parallel der Blechnormalen und 2. in eine Dehnung in der Walzrichtung. Weiterhin sollen von den zu dieser Dehnung geeigneten Translationen jedoch nur die berücksichtigt werden, die zu einer weiteren Verminderung der Blechdicke führen. Ausgeschlossen sind daher Translationssysteme, für die die Translations-

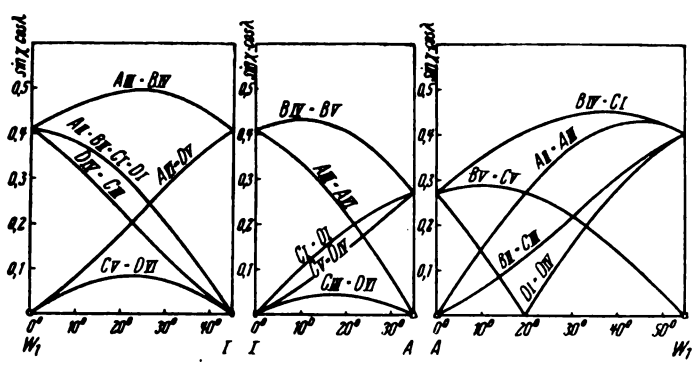


Abb. 2. Schubkomponenten in den 12 verschiedenen Oktaedertranslationssystemen für Orientierungen in der Würfelfläche (a) und der Dodekaederfläche (b und c). In diesen Symmetrieebenen sind stets mindestens zwei Translationssysteme gleich begünstigt. Beschriftung gemäß Abb. 1. (*A* bis *D* = Pole der Translationsflächen, *I* bis *VI* = dazugehörige Translationsrichtungen.)

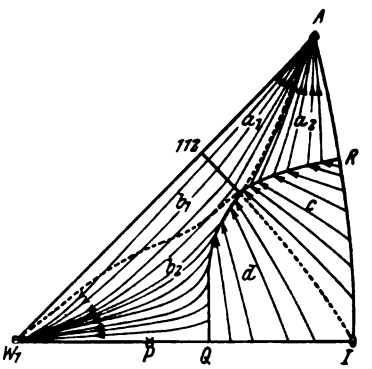


Abb. 3. Aufteilung des Orientierungsdreiecks in Gebiete gleicher „ausgezeichneter" Translationssysteme kubisch-flächenzentrierter Kristalle.

a_1: *BIV*, *CI* und *BV*; a_2: *BIV*, *BV* und *CI*;
b_1: *BIV*, *CI* und *AIII*; b_2: *BIV*, *AIII* und *CI*;
c: *BIV*, *BV* und *AIII*; *d*: *BIV*, *AIII* und *BV*.

[1] Die in die Abb. 3 eingezeichneten Pfeile sind in den Gebieten b_1 und b_2 nur als roher Anhalt für die Gitterdrehungen aufzufassen.

[2] Daß auch der unter Wirkung von nur zwei Translationssystemen gestauchte Einkristall zur selben Textur führt, ist wiederholt bemerkt worden.

Digitized by Google

richtung in der Walzebene liegt oder die Translationsfläche auf der Walzebene senkrecht steht.

Die Walzebene ist durch die Stauchung bereits als (101)-Ebene vorgegeben. Die Walzrichtung ist als jene in ihr liegende Richtung zu bestimmen, die bei der Dehnung stabil erhalten bleibt. Wenn man die Ebene W_2CDW_2 als Walzebene ansieht (Abb. 1), sind von den zur Dehnung möglichen Translationssystemen nach den oben angeführten Einschränkungen die folgenden ausgeschlossen: *CI*, *CIII*, *CV*, *DI*, *DIV*, *DVI*, *AII* und *BII*. Die restlichen führen, wie man an Hand von Abb. 1 erkennt, zu der zu zwei Flächendiagonalen (wirksamen Translationsrichtungen) symmetrisch liegende [112]-Richtung 9 bzw. 10. Die erhaltene Endlage (Walzebene ∥(110), Walzrichtung ∥[112]) stellt die Hauptlage in gewalzten Blechen flächenzentrierter Metalle dar. Für diese Metalle erscheinen somit die beobachteten Zieh-, Stauch- und Walztexturen hinreichend durch den Verformungsvorgang des Einkristalls erklärt.

B. Kubisch-raumzentrierte Metalle.

Die Erörterung der Texturen kubisch-raumzentrierter Metalle ist durch den Umstand sehr erschwert, daß die Translationselemente dieser Metalle heute noch keineswegs mit Sicherheit bekannt sind. Allein die Tatsache, daß die Raumdiagonale die Translationsrichtung ist, scheint festzustehen. Die Angaben über die Translationsflächen gehen dagegen noch stark auseinander. Im nachfolgenden haben wir uns darauf beschränkt, den Fall der Translation nach Dodekaederflächen (110) und den der Translation nach der jeweils günstigsten (110), (112) und banalen Fläche[1] eingehender zu diskutieren. Der erste Fall ist weitgehend identisch mit dem flächenzentrierter Metalle. Lediglich die Pole der Translationsrichtungen vertauschen ihre Bedeutung. Demgemäß können die Kurven der Abb. 2 und auch die Gebietseinteilung des Orientierungsdreiecks in Abb. 3 (Abb. 4a) übernommen werden. Für den Fall der Translation nach den oben angegebenen kristallographisch verschiedenartigen Flächen gibt Abb. 4b die Einteilung des Orientierungsdreiecks.

1. Ziehtextur.

In Abb. 4a sind durch Pfeile die Gitterdrehungen dargestellt, die sich bei reiner Dodekaedertranslation ergeben. Man erkennt, daß ein Großteil der möglichen Ausgangsorientierungen (Gebiete *c* und *d*) in die Flächendiagonale einschwenkt, die die einzige stabile Endlage darstellt. Der Schwerpunkt des durch die ausgezeichneten Translationsrichtungen im Gebiet *b* gegebenen Dreiecks ist *U*. Diese Richtung ist jedoch nicht stabil. Auch die in diesem Gebiet liegende Würfelkante W_1 ist instabil, und die Orientierung von Körnern aus dem Gebiet *b* wird schließlich auch in die Flächendiagonale als der stabilen Lage einmünden. Gleiches gilt für Ausgangsorientierungen der Gebiete a_1 und a_2, die auf dem Weg zur Würfelkante W_1 zunächst in das Gebiet b_1 gelangen.

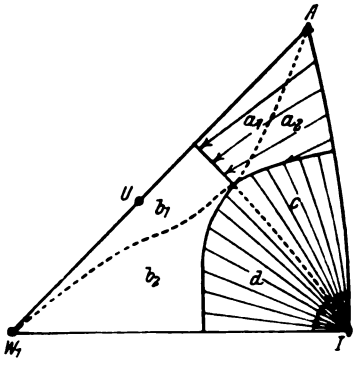


Abb 4a.

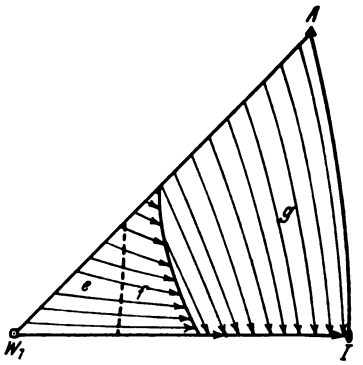


Abb. 4b.

Abb. 4. Aufteilung des Orientierungsdreiecks in Gebiete gleicher „ausgezeichneter" Translationssysteme kubisch-raumzentrierter Kristalle. a) Dodekaedertranslation. Ausgezeichnete Translationssysteme wie in Abb. 3 mit *A* ... *D* als Translationsrichtungen und *I* ... *VI* als Pole von Translationsebenen. b) Translation nach der besten (110), (112) und banalen Fläche. *e*: *IVB*, 8*A*, *A**; *f*: *IVB*, 8*A*, *B*; *g*: *IVB*, 8*B*, *B*.

* Bei Translation nach einer banalen Fläche genügt die Angabe der Translationsrichtung, da sie mit dem Lot auf die Translationsfläche und der Stabachse in einer Ebene liegt.

Dasselbe Ergebnis, Ziehtextur mit der Flächendiagonale parallel der Zugrichtung, ergibt auch der Fall der verschiedenwertigen Translationsflächen. Die Orientierungsänderung der Zugrichtung ist hier durch die Pfeile in Abb. 4b angedeutet[1].

2. Stauchtextur.

Die Stauchtextur gewinnt man wieder durch Umkehrung des Richtungssinnes der Pfeile in den Abb. 4a und 4b. Man erkennt ohne weiteres, daß sich für den zweiten Fall eine doppelte Fasertextur mit der [111]- und [100]-Richtung parallel der Stauchrichtung ergibt. Dieselbe Textur erhält man aber auch für den ersten Fall, da die Würfellage nun nicht mehr instabil ist. Der experimentelle Befund über die Stauchtextur raumzentrierter Metalle ist nicht einheitlich. Während A. Ono[2] doppelte Fasertextur nach [111] und [100]

[1] In Anlehnung an die von H. J. Gough, Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 118, S. 498. 1928, beobachtete Translation nach (110), (112) und (123).

[1] Dieselbe Ziehtextur erhält man auch durch Betätigung der beiden besten Gleitmöglichkeiten (Einkristall) mit (110), (112) oder banalen Flächen als Translationsebenen. (Vgl. E. Schmid: Metallwirtschaft Bd. 7, S. 1011. 1928; E. Schmid u. G. Wassermann: Handb. d. phys. u. techn. Mech. Bd. 4/2, S. 345. 1930.)

[2] A. Ono: Mem. Coll. Engin. Kyushu Imp. Univ. Bd. 3, S. 195. 1925.

Digitized by Google

festgestellt hat, findet F. Wever[1] an gestauchtem Eisen nur die [111]-Lage[2].

3. Walztextur.

Versucht man analog wie bei den flächenzentrierten Metallen zu einer Ableitung der Walztextur zu gelangen, so hat man sowohl in einer Oktaederfläche als auch einer Würfelfläche (doppelter Stauchtextur entsprechend) stabile Richtungen bei Dehnung durch Translation aufzusuchen. Für die Oktaederfläche ergibt sich dabei (z. B. Fläche *VI*, *II*, *III* der Abb. 1), daß die Dehnung bestrebt ist, eine Herausdrehung der Walzrichtung aus der vorgegebenen Walzebene zu bewirken. Die wirkenden Translationsrichtungen (*B*, *C*, *D*) liegen eben nicht symmetrisch zur Walzebene. Für die zweite Lage der Walzebene (parallel einer Würfelfläche $W_1 W_3$ der Abb. 1) folgt hingegen die Einstellung der Walzrichtung in die bei Dehnung stabile Flächendiagonale (*I* oder *II*) als Symmetrale zweier wirkender Translationsrichtungen. (Die Würfelkanten sind instabil.) Diese Lage stimmt mit der Orientierung maximaler Häufigkeit in gewalzten Blechen überein. Auch für die Deformationstexturen der raumzentrierten Metalle scheint somit die sinngemäße Übertragung der Vorgänge bei der Einkristalldeformation eine hinreichende Deutung zu ermöglichen.

[1] F. Wever: Z. techn. Phys. Bd. 8, S. 404. 1927.

[2] Für (101)-Flächen als Gleitebenen erhält man bei Betätigung nur der beiden besten Systeme (Einkristall) die [111]-Gruppe der Stauchtextur. (112)- oder banale Translationsflächen ergeben dagegen die doppelte Stauchtextur nach [101] und [100].

Zusammenfassung.

Unter der Annahme, daß sich die Deformation des im Vielkristall eingebetteten Kornes lediglich dadurch von der des frei dehnbaren Einkristalles unterscheidet, daß mindestens drei Translationssysteme zur Anpassung an die erzwungene, allgemeine Formänderung wirksam sind, gelingt die Aufklärung der bekannten Zieh- und Stauchtexturen kubischer Metalle. Die Hauptlage der Walztexturen erscheint als eine Überlagerung von Stauch- und Ziehtexturen. Sie ergeben sich als jene Endorientierungen, die gegenüber einer Stauchung parallel der Blechnormalen und Dehnung in der Walzrichtung stabil sind[1]. Da auch die Deformationstexturen hexagonaler Metalle lediglich auf Grund der Einkristallverformung deutbar sind, dürften sich andersartige Erklärungsversuche für die nach Kaltbearbeitung auftretenden Gefügeregelungen erübrigen.

[1] Anmerkung bei der Korrektur: Auf den von Herrn W. E. Schmid vorgebrachten Einwand, daß bei Erzielung einer allgemeinen Formänderung durch Translation eine Gitterdrehung, wie sie in dieser Arbeit angenommen wird, ausbleiben müßte, ist 1. zu antworten, daß die vorausgesetzten drei Translationen zwar die Formänderungsfähigkeit des Kristalls in außerordentlicher Weise gegenüber der bei Wirksamkeit von nur zweien erhöhen, für die allgemeinste Formänderung allein jedoch noch nicht ausreichen; 2. führt nicht gleichzeitige, sondern stufenweise aufeinanderfolgende Betätigung der verschiedenen Translationen zu den verlangten Gitterdrehungen.

Über die Walztexturen hexagonaler Metalle.

Von **E. Schmid** und **G. Wassermann**[1].

Ein wesentliches Ergebnis der erst vor wenigen Jahren begonnenen Plastizitätsuntersuchungen an metallischen Einkristallen ist die sehr weitgehende Aufklärung der in kaltgereckten Werkstücken auftretenden Gefügeregelungen (Texturen). In der Hauptsache sind es die mit dem wichtigsten Deformationsmechanismus, der Translation, verbundenen Gitterdrehungen inbezug auf die Verformungsrichtungen, die zu der mehr oder minder ausgeprägten Gleichrichtung der Körner führen. Unsere Bestimmung der Walztexturen hexagonaler Metalle, über die wir im folgenden berichten, zeigt indessen, daß auch dem zweiten Mechanismus plastischer Kristallverformung, der mechanischen Zwillingsbildung, ein sehr erheblicher Einfluß auf die Art der Deformationstexturen zukommen kann.

1. Walztextur von Zink.

Als Versuchsmaterial diente ein technisches Blech von 1 mm Stärke, das (in der alten Walzrichtung) einsinnig, kalt auf 0,02 mm weitergewalzt wurde (Walzendurchmesser 7,0 cm). Um die in der Folie vorhandenen Kristallitlagen möglichst vollständig zu erfassen, war es notwendig, eine größere Anzahl von Röntgendiagrammen unter verschiedenen Einfallsrichtungen des Primärstrahles inbezug auf die Folie aufzunehmen. Diese Einfallsrichtungen lagen in den drei Ebenen, die einerseits durch die Foliennormale, andererseits durch die Walzrichtung, die Querrichtung oder die Winkelhalbierends dieser beiden Richtungen gegeben sind. Der Neigungswinkel gegen die Folie wurde fortschreitend um je 10° verändert. Einige der so erhaltenen Diagramme sind in den Abb. 1 bis 4 wiedergegeben. Man sieht, daß vor allem der Debye-Scherrer-Kreis der Basis charakteristische Interferenzmaxima aufweist.

Die Auswertung der Diagramme erfolgte mit Hilfe des Polfigurverfahrens. In Abb. 5 ist das Ergebnis dieser Auswertung als Polfigur der Basis wiedergegeben. Die Abbildung soll nicht nur die Lagen angeben, in denen überhaupt Basisflächen auftreten; wir haben vielmehr versucht, auch die Häufigkeit dieser Lagen (nach Schätzung aus den Intensitäten der Basisinterferenzen) zum Ausdruck zu bringen. Zu diesem Zweck sind in die Abbildung in gleichbleibendem Winkelabstand von 4° Parallelkreise mit einer entsprechend der Belegungsdichte wechselnden Stärke eingezeichnet. Fehlen der Kreise bedeutet also, daß in den betreffenden Bereichen keine hexagonalen Achsen ausstechen.

Mit Worten läßt sich die erhaltene Textur so beschreiben: Am häufigsten vertreten ist eine Kristallitlage, bei der die Basisnormale (hexagonale Achse) in der Ebene Foliennormale-Walzrichtung liegt und mit der

[1] Original: Metallwirtschaft Bd. 9, S. 698. 1930.

Digitized by Google

Foliennormalen einen Winkel von 20° bildet. Die Basisfläche ist demnach aus der Folienebene um die Querrichtung als Achse nach beiden Seiten um 20° herausgedreht. Von diesem Punkt maximaler Belegung fällt die Belegungsdichte nach allen Seiten hin ab, wobei jedoch die Stärke der Abnahme sehr deutlich von der Richtung abhängt. In dem kleinen Bereich (20°) bis zur Foliennormalen ist der Abfall verhältnismäßig stark. Erheblich flacher ist er hingegen beim Fortschreiten auf die Walzrichtung zu. Erst von einem Winkel von etwa 10° zur Walzrichtung an ist die Belegungsdichte praktisch gleich Null geworden. Entfernt man sich aus der Ebene Foliennormale-Walzrichtung seitlich, so beobachtet man überall eine Abnahme der Belegungsdichte, die in der Nähe der Foliennormalen so schroff erfolgt, daß die Ebene Foliennormale-Querrichtung nahezu völlig unbelegt ist. In der Nähe der Walzrichtung nimmt die ohnehin schon sehr geringe Belegung seitlich nur sehr allmählich ab.

Eine Auswertung der Interferenzen der Prismenfläche I. Art ergibt, daß hier nur die Mitte der Polfigur ziemlich unbelegt ist, d. h. es stehen alle Prismenflächen so, daß ihre Normalen mit der Foliennormalen Winkel von 90 bis etwa 60° bilden. Die Bevorzugung irgendeiner Richtung in der Walzebene ist nicht erkennbar. Diese Anordnung der Prismenflächen ist auf Grund der gefundenen Verteilung der Basislagen durchaus zu erwarten. Das Fehlen von Basisflächen senkrecht zur

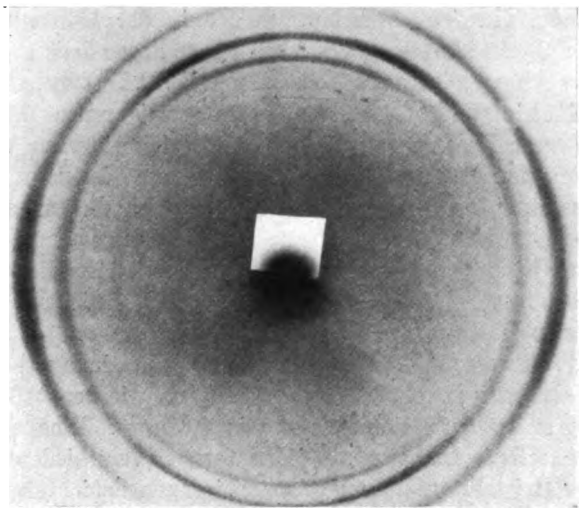


Abb. 1. Folienebene senkrecht zum Strahl.

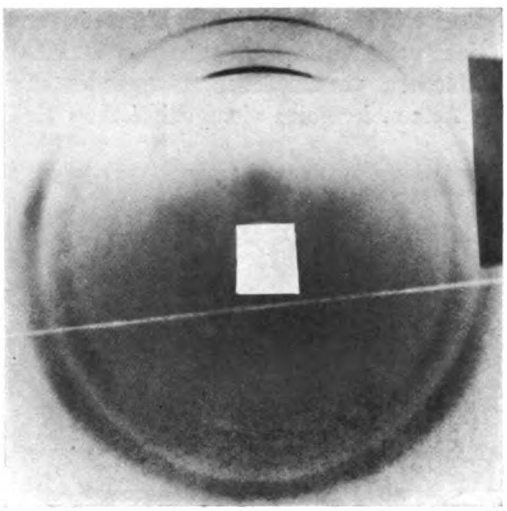


Abb. 2. Um die Querrichtung um 60° geneigt.

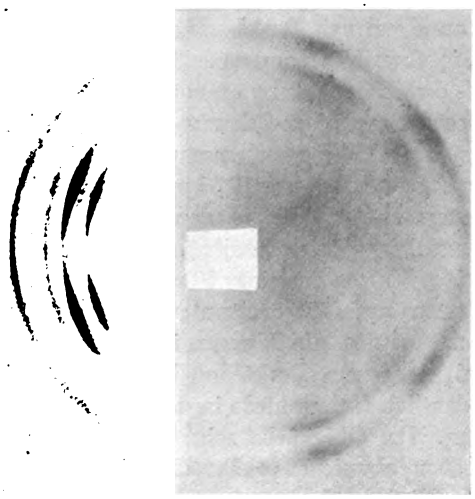


Abb. 3. Um die Walzrichtung um 70° geneigt.

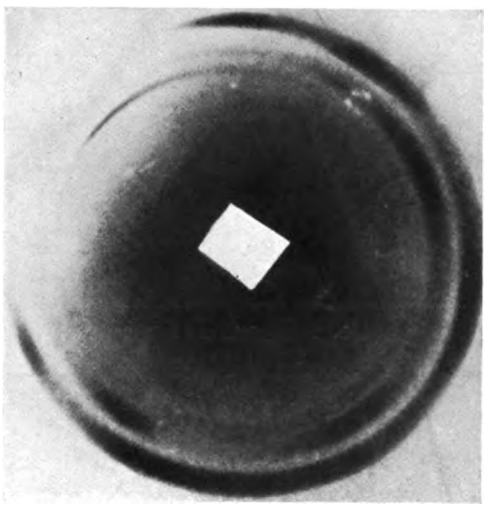


Abb. 4. Um die Winkelhalbierende zwischen Walz- und Querrichtung um 40° geneigt.

Abb. 1—4. Diagramme einer gewalzten Zinkfolie. (Gefilterte Cu-Strahlung.)

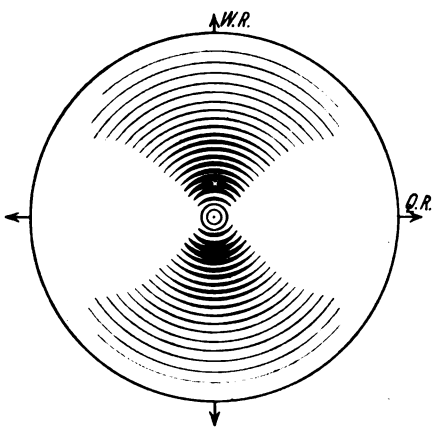


Abb. 5. Walztextur von Zink. Polfigur der Basis. (*W. R.* = Walzrichtung. *Q. R.* = Querrichtung.)

Digitized by Google

Walzebene zieht das Fehlen von Prismenflächen in der Walzebene nach sich. So wie die Zugtextur[1] ist auch die Walztextur des Zinks durch Bestimmung der Basislagen bereits weitgehend definiert.

Zwei — weniger vollständige — Bestimmungen der Walztextur von Zink liegen in der Literatur bereits vor. Nach einer gelegentlichen Angabe von H. Mark[2] sind in Zinkblechen verschiedenen Walzgrades die hexagonalen Achsen in Form eines elliptischen Kegels um

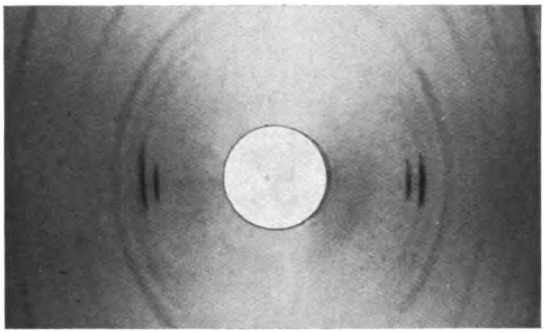


Abb. 6. Ausgangsblech von 0,65 mm Stärke.

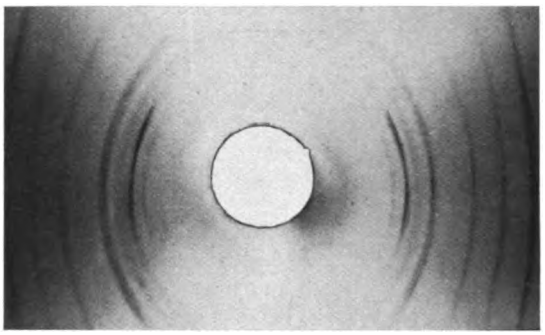


Abb. 7. Abgeätzt auf 0,60 mm.

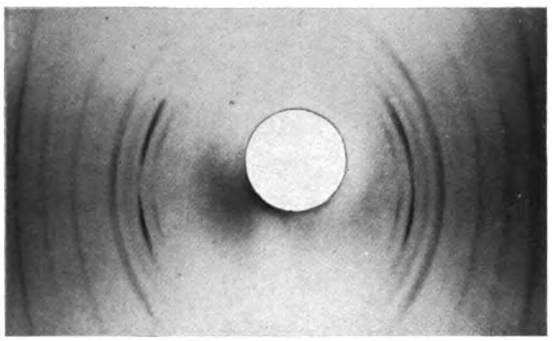


Abb. 8. Abgeätzt auf 0,50 mm.

Abb. 6—8. Inhomogenität der Textur eines Zinkbleches. Proben um die Walzrichtung gedreht.

die Blechnormale angeordnet. Der Öffnungswinkel des Kegels soll in der Walzrichtung etwa 50°, in der Querrichtung etwa 70° betragen. Weitere Angaben über die Walztextur des Zinks werden von W. P. Davey, C. C. Nitchie und M. L. Fuller[3] gemacht. Danach soll sich eine Spiralfaser mit der Walzrichtung als Faserachse ausbilden, eine Textur, bei der also die Walzebene nicht ausgezeichnet ist. Der Winkel zwischen Walzrichtung und hexagonaler Achse wurde zu $61 \pm 18°$ bestimmt.

Es ist ohne weiteres ersichtlich, daß diese Texturen weder untereinander noch mit der von uns angegebenen übereinstimmen. Wenn auch bis zu einem gewissen Grade vielleicht Verschiedenheiten in der Herstellung der Bleche hierfür die Ursache sind, so liegen doch gegen das Auswertungsverfahren von W. P. Davey, C. C. Nitchie und M. L. Fuller im vorliegenden Falle schwere Bedenken vor. Die Ermittlung einer so verwickelten Textur, wie es die Walztextur des Zinks ist, aus zwei Aufnahmen ist großen Unsicherheiten ausgesetzt. Ohne hier des Näheren darauf einzugehen, sei nur betont, daß die beiden in der Veröffentlichung wiedergegebenen Diagramme keineswegs zwingend zu der angenommenen Textur führen.

Inhomogenität der Textur. Die zur Bestimmung der Walztextur verwendeten Folien hatten, wie bereits eingangs erwähnt, eine Stärke von 0,02 mm. Eine evtl. vorhandene Inhomogenität der Textur (Verschiedenheit der Kristallitanordnung in verschiedenen Schichten des Bleches) kann bei der verwendeten Aufnahmeart, bei der die Probe ganz durchstrahlt wird, nicht zum Ausdruck kommen. Wir haben daher die Prüfung dieser Frage an Hand von Drehdiagrammen dickerer Probenbleche in Angriff genommen. Hierzu wurden schmale, parallel der Walzrichtung entnommene Blechstreifen in einer normalen Debye-Scherrer-Kammer bei Drehung um die Walzrichtung aufgenommen. Bei einer Stärke des Ausgangsbleches von 0,65 mm haben wir bei verschiedenem Ätzgrad die in den Abb. 6 bis 8 wiedergegebenen Diagramme erhalten. Das Blech war durch einsinniges Walzen aus einer 10 mm starken, vor Beginn des Walzens auf 180° erwärmten Gußplatte hergestellt worden. Aus den Abbildungen ist klar erkennbar, daß wie bei gezogenem Draht[1] auch in dem vorliegenden Blech deutlich Unterschiede in den verschiedenen Zonen bestehen. Die Oberfläche zeigt eine von der oben beschriebenen abweichende Textur; die Basis fällt hier mit der Blechoberfläche zusammen. In einer Tiefe von 0,025 mm unter der Oberfläche ist jedoch schon eine starke Annäherung an die 20°-Lage der Basis zu beobachten, die in einer Tiefe von 0,075 mm bereits sehr ausgeprägt ist.

Ob diese Feststellung der Inhomogenität der Walztextur eines Zinkbleches allgemein gilt oder an die speziellen, von uns verwendeten Bedingungen geknüpft ist, können erst weitere, systematische Versuche klären, die sich insbesondere auch mit der Frage einer Polarität der Walzrichtung zu beschäftigen haben werden. Frühere Angaben, die wir im Sinne einer Inhomogenität der Walztextur deuten möchten, liegen von G. Tammann und K. Riedelsberger[2] (Rekristallisationsanomalien in Kupferblechen) und von S. T. Konobejewski[3] (Texturunterschiede beim Paketwalzen von Aluminiumblechen) vor.

[1] E. Schmid u. G. Wassermann: Naturwissensch. Bd. 17, S. 312. 1929.

[2] H. Mark: Z. Krist. Bd. 61, S. 75. 1925.

[3] W. P. Davey, C. C. Nitchie u. M. L. Fuller: Amer. Inst. Min. Met. Eng. Techn. Publ. Nr. 243. 1929.

[1] E. Schmid u. G. Wassermann: Z. Physik Bd. 42, S. 779. 1927. — W. G. Burgers: Z. Physik Bd. 58, S. 11. 1929. — G. Greenwood: Z. Krist. Bd. 72, S. 309. 1929.

[2] G. Tammann u. K. Riedelsberger: Z. Metallkunde Bd. 18, S. 105. 1926.

[3] S. T. Konobejewski: Z. Physik Bd. 39, S. 415. 1926.

Digitized by Google

2. Walztextur von Magnesium.

Als Versuchsmaterial diente hier ein technisches Magnesiumblech von 1 mm Stärke, das zunächst

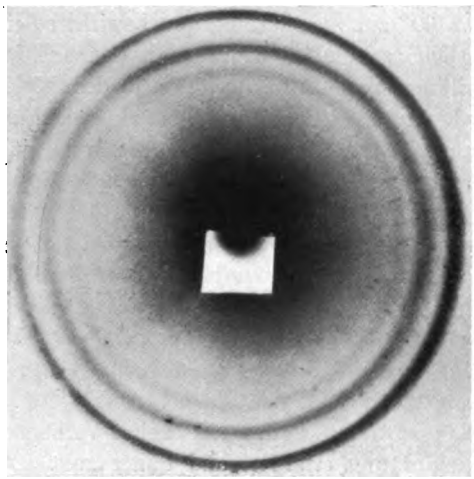


Abb. 9. Folienebene senkrecht zum Strahl.

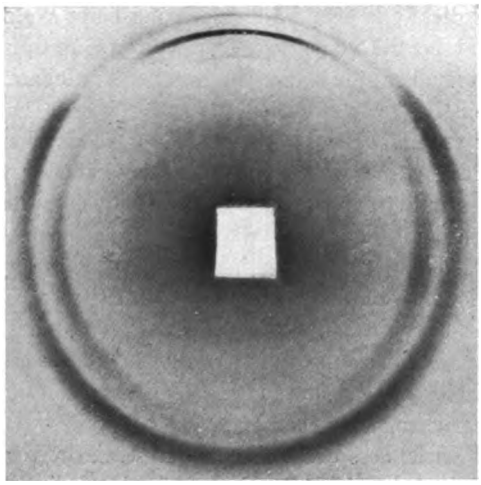


Abb. 10. Um die Querrichtung um 60° geneigt.

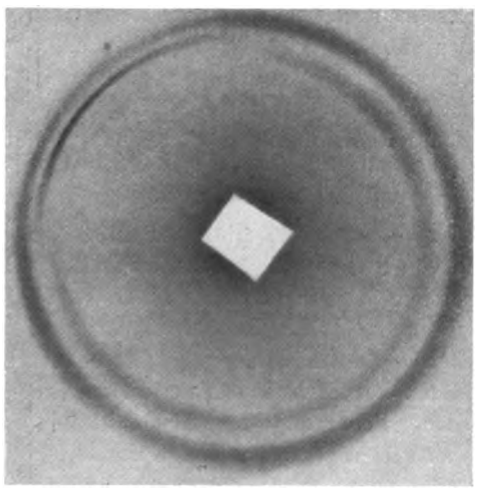


Abb. 11. Um die Winkelhalbierende zwischen Walz- und Querrichtung um 30° geneigt.

Abb. 9–11. Diagramme einer gewalzten Magnesiumfolie.

$1^1/_2$ Stunden bei 600° C ausgeglüht und sodann einsinnig auf 0,03 mm kalt gewalzt wurde. Die Herstellung und Auswertung der Aufnahmen wurden in der für Zink angegebenen Weise vorgenommen. Einige Diagramme sind in den Abb. 9 bis 11 wiedergegeben. Die Polfigur der Basis zeigt Abb. 12. Bezüglich der Art der Darstellung (Belegungsdichte) gilt wieder das beim Zink gesagte. Man sieht, daß die Walztextur des Magnesiums wesentlich einfacher ist als die des Zinks. Die häufigste Lage der hexagonalen Achse fällt mit der Foliennormalen zusammen, d. h. die Basis liegt bevorzugt parallel der Walzebene. Die Streuung erfolgt nach allen Seiten ziemlich gleichmäßig, doch ist sie nach der Querrichtung zu etwas geringer als nach der Walzrichtung. In Winkelabständen von der Blechnormalen von mehr als 40 bis 50° ist die hexagonale Achse fast völlig verschwunden.

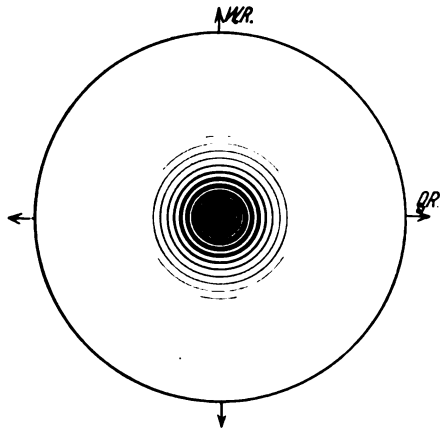


Abb. 12. Walztextur von Magnesium. Polfigur der Basis.

Die Normalen der Prismenflächen I. Art bilden, ebenso wie beim Zink, Winkel von 90 bis etwa 60° mit der Foliennormalen[1].

3. Entstehung der Walztexturen.

Der zunächst sehr überraschende Unterschied in den Walztexturen von Zink und Magnesium findet seine Erklärung, wenn man auf die Vorgänge zurückgeht, die zur Entstehung der Texturen führen. Bei beiden Metallen stellt die Basistranslation den Hauptverformungsmechanismus dar[2]. Hierzu kommt in beiden Fällen als weitere Deformationsmöglichkeit mechanische Zwillingsbildung mit der Pyramide I. Art 2. Ordnung als Zwillingsebene[3]. Einer Translationsfläche stehen somit sechs Zwillingsebenen gegenüber. Während nun im allgemeinen durch Translation Dehnung und Stauchung zuzielt werden kann, ist die mechanische Zwillingsbildung zufolge der Polarität der Gleitrichtung mit einer ganz bestimmten Formänderung verknüpft. Eine Analyse dieser Verhältnisse haben wir im Anschluß an Überlegungen von A. Johnsen[4] in einer früheren Arbeit gegeben[5].

[1] Einer freundl. Mitteilung der Herren E. Schiebold und G. Siebel entnehmen wir, daß auch von ihnen eine Bestimmung der Walztextur des Magnesiums durchgeführt worden ist, deren Ergebnis demnächst veröffentlicht wird.

[2] Für Mg wurde der Nachweis der Basistranslation in noch unveröffentlichten Versuchen von E. Schiebold und G. Siebel einerseits und uns andererseits erbracht.

[3] C. H. Mathewson u. A. I. Philips: Proc. Inst. Metals Div. A.I.M. E. 143. 1927; Am. Inst. Min. Met. Eng. Techn. Publ. Nr. 53. 1928.

[4] A. Johnsen: Jahrb. f. Radioakt. u. Elektr. Bd. 11, S. 226. 1914.

[5] E. Schmid u. G. Wassermann: Z. Physik Bd. 48, S. 370. 1928.

Digitized by Google

Abb. 13 gibt für den Zinkkristall in stereographischer Darstellung an, welcher Art die durch Zwillingsbildung nach den sechs verschiedenen Zwillingsebenen erzielbare Deformation ist. In Richtungen, die mit der hexagonalen Achse Winkel zwischen 0° und etwa 50° einschließen, führt Zwillingsbildung nach jeder der sechs Ebenen zu Verkürzung in dieser Richtung. Richtungen, die ungefähr senkrecht auf der hexagonalen Achse stehen, erfahren hingegen Verlängerungen. Den Übergang vermitteln Gebiete, in denen die Betätigung einiger Zwillingsebenen zu Verlängerung, die anderer zu Stauchungen führen.

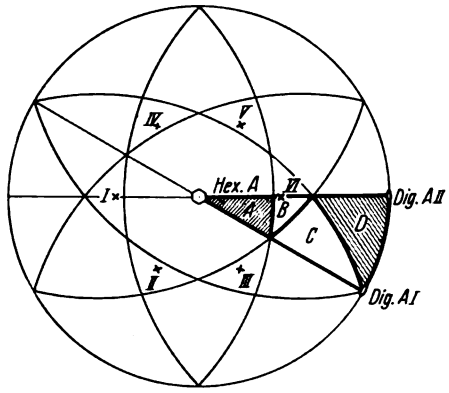


Abb. 13. Orientierungsabhängigkeit der Längenänderung bei der mechanischen Zwillingsbildung von Zinkkristallen. (Stereographische Projektion.) *I—VI* Pole der Zwillingsebenen <1012>.
Gebiet *A*: Enthält alle Richtungen, in denen Zwillingsbildung nach *I—VI* zu Stauchung führt.
Gebiet *B*: Stauchung bei Zwillingsbildung nach *II*, *III*, *V* und *VI*. Dehnung bei Zwillingsbildung nach *I* und *VI*.
Gebiet *C*: Stauchung nach *II* und *V*. Dehnung nach *I*, *III*, *IV* und *VI*.
Gebiet *D*: Dehnung nach *I—VI*.

Für Magnesium ist wegen des Achsenverhältnisses c/a = 1,62 gegenüber 1,86 bei Zink die Richtung der Abgleitung bei der Zwillingsbildung vertauscht. Demgemäß führt jede Zwillingsbildung, die im Falle des Zinks zu Dehnung führt, zu einer Stauchung und umgekehrt.

Auf Grund des eben Gesagten kann man sich die Entstehung der Walztexturen von Magnesium und Zink in folgender Weise verständlich machen: Der die Formänderung in überwiegendem Maße tragende Mechanismus, die Basistranslation, führt die Basis in immer flachere Lagen zur Walzebene. Für den Fall des Magnesiums ist eine Ablösung der Translation durch Verzwillingung ausgeschlossen, da diese hier bei flachen Basislagen mit einer Verkürzung in der Walzrichtung verknüpft wäre. Der Vorgang der Reckung bleibt also im wesentlichen auf die primäre Basistranslation beschränkt. Als häufigste Endlage tritt völlige Einstellung der Basis in die Walzebene auf.

Etwas verwickelter spielt sich die Formänderung beim Zink ab. Hier schließt sich, wie bereits aus Zugversuchen an Einkristallen bekannt ist, an die primäre Basistranslation mechanische Zwillingsbildung an, die im Gegensatz zu Magnesium mit einer Verlängerung des Kristalls verknüpft ist. Der Neigungswinkel der Basis zur Zugrichtung, bei Erreichung dessen die neue Deformationsart ins Spiel kommt, beträgt bei Zimmertemperatur etwa 8 bis 16°. Durch die Zwillingsbildung gelangt die Basis erneut in eine sehr „dehnbare" Stellung von etwa 60° zur Zugrichtung und bewirkt so eine sehr beträchtliche sekundäre Translation (Nachdehnung) in der Zwillingslamelle. In der Textur des Walzbleches sehen wir nun alle Stadien dieses Reckvorganges gleichzeitig vor uns (vgl. Abb. 5). Maximale Häufigkeit kommt der experimentell bekannten Endlage der Basis von etwa 10 bis 20° zur Deformationsrichtung (Walzrichtung) zu. In zahlreichen Körnern liegen die Basisflächen aber auch in steileren Winkeln, da durch die Zwillingsbildung ja ständig eine neuerliche Aufrichtung der Basis und anschließende Translation erfolgt. Auch das Fehlen von Basisloten in der Ebene Foliennormale-Querrichtung wird unmittelbar klar, wenn man bedenkt, daß so orientierte Körner durch Translation keine Verlängerung in der Walzrichtung erfahren und daher zunächst durch Zwillingsbildung in eine für die weitere Verformung günstigere Orientierung übergeführt werden müssen.

Auf die Rolle der Zwillingsbildung beim Walzen von Zink hat bereits vor einiger Zeit G. Masing auf Grund von Versuchen über die thermische Ausdehnung hingewiesen[1].

Die verschiedene Bedeutung der mechanischen Zwillingsbildung für die Kaltverformung von Zink und Magnesium klärt nun auch die Unterschiede in den Zugtexturen der beiden Metalle auf. Während beim Magnesium wieder die durch völlig erschöpfte Translation gekennzeichnete Endlage beobachtet wird (Ringfasertextur mit der hexagonalen Achse quer zur Drahtachse) tritt beim gezogenen Zinkdraht eine Doppelkegel-(oder Spiral-) fasertextur auf, die durch eine Basislage von etwa 18° zur Zugrichtung gegeben ist.

Die Gleichheit der Endlage der Basis in gewalztem Zinkblech und gezogenem Draht tritt besonders deutlich beim Vergleich eines Diagrammes, das bei Drehung um die Walzrichtung erhalten worden ist, mit einem Zugtexturdiagramm in Erscheinung (vgl. Abb. 8, die einem Zugtexturdiagramm weitgehend ähnelt). In gleicher Weise gilt auch für Magnesium, daß die Walztextur durch Rotation um die Walzrichtung in die Zugtextur übergeht.

Zusammenfassung.

Die Walztexturen von Zink und Magnesium werden an Hand von Polfiguren der Basis beschrieben. Das Zustandekommen der Texturen wird auf Grund der Verformungsvorgänge im Einkristall erläutert. Die charakteristischen Unterschiede der an den beiden Metallen beobachteten Texturen sind durch die in beiden Fällen verschiedene Bedeutung der mechanischen Zwillingsbildung zu erklären. Durch einige vorläufige Versuche konnte eine Inhomogenität der Walztextur in einem Zinkblech nachgewiesen werden.

[1] G. Masing: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 425. 1928.

Digitized by Google

Studien an Magnesium und Magnesiumlegierungen I.

Von **E. Schiebold** und **G. Siebel**[1].

I. Herstellung von Magnesiumkristallen aus dem Schmelzfluß.

Nach mißglückten Versuchen, geeignete Magnesiumkristalle nach dem Ziehverfahren von Czochalski herzustellen, wurde dies Verfahren von A. Beck und G. Siebel so abgeändert, daß die Kristalle möglichst unter Ausschluß der Atmosphäre und langsam geleiteter Erstarrung in einem Eisenrohr aus der Schmelze gezogen wurden. In Abb. 1 ist die Apparatur schematisch wiedergegeben.

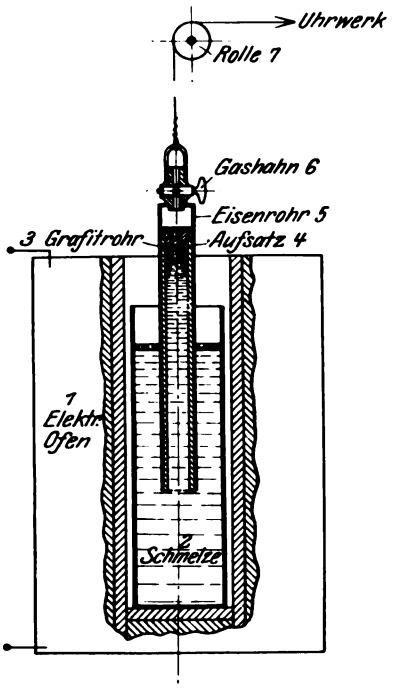


Abb. 1. Apparatur zur Herstellung von Schmelzflußkristallen.

In einem Eisenrohr (5), das durch einen Gashahn (6) verschließbar ist, befindet sich ein Graphitrohr, das den Zweck hat, den Kristall durch Zerklopfen des Rohres möglichst undeformiert entfernen zu können. Beide Rohre werden vermittels eines Drahtes über eine Rolle (7) bei geöffnetem Hahn langsam in geschmolzenes Magnesium (2) eingetaucht, dessen Temperatur im elektrischen Ofen (1) während des ganzen Versuches möglichst konstant auf 710 bis 720° gehalten wird. Nachdem die Rohre sich genügend aufgeheizt haben, wird der Hahn geschlossen und das Eisenrohr mit Hilfe eines Uhrwerks langsam aus der mit Carnallit abgedeckten Schmelze gezogen. Durch den in dem Raum über der Schmelze des Graphitrohres entstehenden Unterdruck wird die Schmelze in dem Rohr vor weiterer Oxydation geschützt und die Schmelze kann nicht von dem anfangs entstehenden Kristall abreißen. Die Ziehgeschwindigkeiten betrugen 1; 5 und 8 cm in der Stunde. Es gelang auf diese Weise, Kristalle bis zu 10 mm Stärke und 200 mm Länge herzustellen, die durch Ätzen und röntgenographisch als einwandfrei befunden wurden. Um Einkristalle bis 20 mm Dmr. zu erzeugen, wurde ein trichterförmiger Eisenaufsatz (4) in das Graphitrohr eingesetzt, durch den die seitlich wachsenden Kristalle abgefangen werden und nur der axialwachsende Kristall sich ungehindert entwickeln kann. Die Orientierung der so hergestellten Kristalle wurde auf röntgenographischem Wege bestimmt, wie weiter unten ausführlich besprochen wird. Der Orientierungsbereich betrug bei den oben angegebenen Ziehgeschwindigkeiten $\chi_B = 37$ bis 76° (Winkel zwischen Basis und Stabachse).

[1] Mitteilung aus dem Mineralog.-petrogr. Inst. der Univ. Leipzig Nr. 271 und der Versuchsanstalt der I. G. Farbenindustrie Griesheim-Elektron, Bitterfeld.

II. Orientierter chemischer Angriff bei Magnesium-Kristallen.

1. Allgemeines.

Bekanntlich haben Lösungsversuche an Mineralien[1] und Metalleinkristallen[2] ergeben, daß der chemische Angriff in den einzelnen Richtungen mit verschiedener Geschwindigkeit erfolgt. Ferner hängt die Lösungsgeschwindigkeit von der Art und der Konzentration des Lösungsmittels und der Lösungsgenossen sowie von der Temperatur ab. Beim Lösen eines kugelförmigen Kristalles in einem geeigneten Lösungsmittel geht die Kugel in einen regelmäßigen Lösungskörper über. Diese Anisotropie der Lösungsgeschwindigkeit macht sich auch in einem Kristallhaufwerk noch bemerkbar. Von Glauner und Glocker[3] war die Beobachtung gemacht worden, daß sich ein in der Würfellage rekristallisiertes, polykristallines Kupferblech in einer Mischung von Essigsäure und Wasserstoffsuperoxyd 1,5- bis 2mal schneller auflöst als ein regellos rekristallisiertes Kupferblech.

Lösungsversuche an Magnesiumkristallen ergaben ebenfalls eine von der Orientierung abhängige Lösungsgeschwindigkeit[4]. Es zeigte sich, daß einzelne Stengelkristalle aus einem langsam erstarrten Block bei der Einwirkung von Salzlösungen stark angegriffen wurden, während andere Kristalle vollkommen blank blieben bzw. sich mit einer dünnen, schützenden Oxydschicht überzogen. Der Angriff erfolgt anfangs punktförmig, und allmählich reihen sich die größerwerdenden Punkte in parallel zueinander angeordnete Streifen an. Chemisch und metallographisch konnten keine Inhomogenitäten der sich verschieden verhaltenden Kristalle nachgewiesen werden.

Es lag deshalb die Vermutung nahe, daß es sich bei den verschiedenartigen Angriffen der Kristalle, wie aus Abb. 2 und 3 ersichtlich, um einen Orientierungseffekt handelte.

[1] A. Johnsen: Wachstum und Auflösung der Kristalle. Leipzig 1910. — F. Rinne: Die Kristalle als Vorbilder des feinbaulichen Wesens der Materie. Berlin 1921.

[2] R. Groß u. B. Schmidt: Dissertation Greifswald 1924. — Groß, Koref u. Moers: Z. Physik Bd. 22, S. 317. 1924.

[3] R. Glauner u. R. Glocker: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 244. 1928.

[4] Nach bisher noch unveröffentlichten Versuchen von A. Beck u. W. Schultze, Bitterfeld.

Digitized by Google

2. Bestimmung der Kristallorientierung.

Die Orientierungsbestimmung der Kristalle wurde nach der von E. Schiebold und G. Sachs[1] ausgearbeiteten Methode auf röntgenographischem Wege durchgeführt. Nach dieser Methode ist es bei Kenntnis des Kristallsystems und der Kristallstruktur möglich, aus einer einzigen Laue-Aufnahme die Gitterorientierung einwandfrei zu bestimmen. Das Prinzip der Orientierungsbestimmung beruht bekanntlich darauf, daß die meistens unsymmetrische Laue-Aufnahme in eine stereographische Projektion übertragen und dann durch entsprechende Drehung der Polkugel ein symmetrisches Bild abgeleitet

Abb. 2.

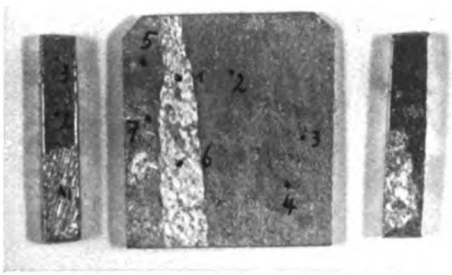


Abb. 3.

Abb. 2 und 3. Verschieden starker chemischer Angriff bei Magnesiumkristallen (Stengelkristalle in einem langsam erstarrten Gußblock. 0,01% Si; 0,03% Fe + Al; 0,01% Mn. Rest Mg).

wird. Folgende Abbildungen zeigen einige Laue-Aufnahmen von angegriffenen und nicht angegriffenen Magnesiumkristallen.

Wie man sieht, sind die Aufnahmen Abb. 4 von einem nicht angegriffenen Kristall und die Abb. 5 von einem angegriffenen Kristall charakteristisch voneinander verschieden.

In den Abb. 6a und 6b sind die stereographischen Polfiguren[2] für die Zonenachsen [0001] und [1120] gezeichnet. Die relativen Intensitätsstufen der wichtigsten reflektierenden Netzebenen des Magnesiumgitters[1]

Abb. 4. Laue-Aufnahme eines nicht angegriffenen Magnesiumkristalles (Primärstrahl ⊥ Prisma 1. Stellung.)

sind durch die Größe der Kreise wiedergeben und wurden nach folgenden Gleichungen berechnet.

$$J_{0\,\text{prop.}} \frac{\Sigma^2}{\sin^2\vartheta/2},$$

$$\Sigma = 1 + e^{\pi i l} \cdot e^{\frac{\pi i}{3}(2h+4k)},$$

$$\frac{\sin^2\vartheta}{2} = \frac{1}{3}(h^2 + k^2 + hk) + \frac{a^2}{4c^2} l^2.$$

Σ bedeutet den Strukturfaktor.

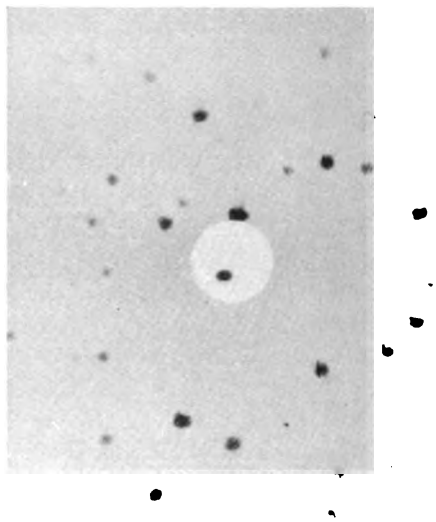


Abb. 5. Laue-Aufnahme eines angegriffenen Magnesium-Kristalles. (Primärstrahl nahezu ⊥ Basisfläche.)

In Abb. 7 ist die Umwälzung der unsymmetrischen Laue-Aufnahme (Abb. 5) in die symmetrische Stellung und die Lage der Kristallachsen in der Probe wiedergegeben.

[1] E. Schiebold u. G. Sachs: Z. Kristallogr. Bd. 63, Heft 1/2, S. 34.

[2] Diese Schablonen können (abgesehen von den Intensitätsverhältnissen) auch bei anderen hexagonalen Kristallen, deren Achsenverhältnis von dem des Magnesiums $a:c = 1:1{,}62$ nicht zu sehr abweicht, verwandt werden. Benutzt man nur die Prismenzone zur Identifizierung, so gilt die Darstellung für alle hexagonalen bzw. trigonalen Kristalle. Die Schablonen können in Verbindung mit einem Wulffschen Netz vom Durchmesser 304 mm vom Leipziger Mineralog. Inst. bezogen werden.

[1] Vgl. R. Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen. Berlin 1927.

Digitized by Google

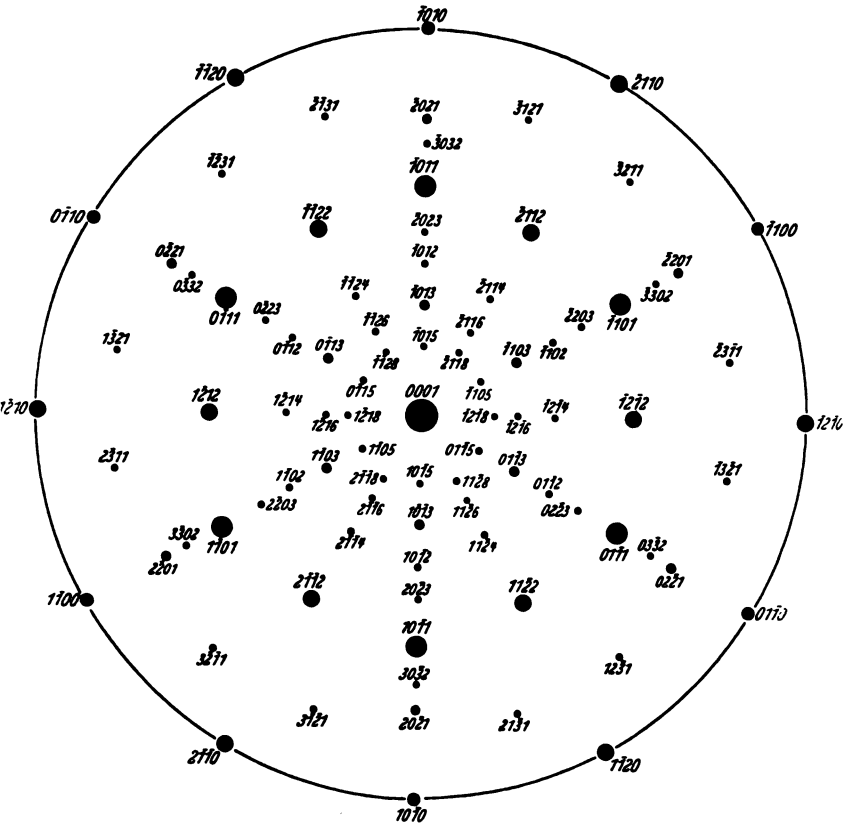


Abb. 6a. Stereographische Polfigur von Magnesium parallel zur Zonenachse [0001].

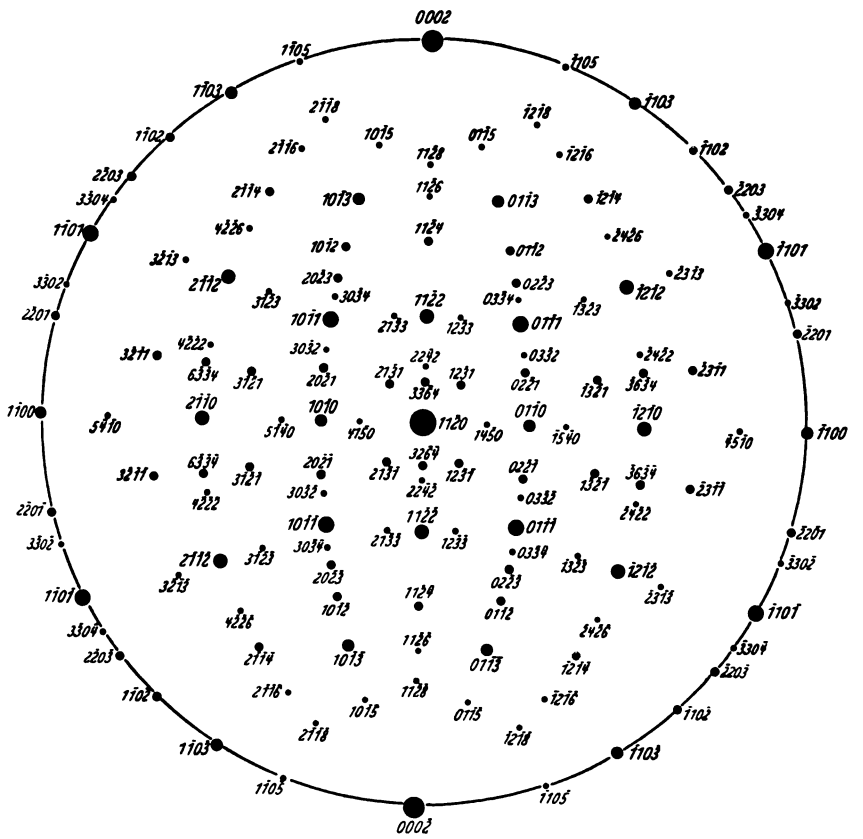


Abb. 6b. Stereographische Polfigur von Magnesium parallel zur Zonenachse [1120].

Zur Prüfung wurde der Kristall auf einem Fedorowschen Drehtisch in die berechnete symmetrische Lage gebracht und das Laue-Bild der Abb. 8 erhalten, das sehr schön die Symmetrie der dihexagonalen-dipyramidalen Kristallklasse zeigt[1].

3. Anisotropie der Lösungsgeschwindigkeit.

Das Ergebnis der Auswertung einer ganzen Reihe von Laue-Aufnahmen ist in dem Grunddreieck (0001, 1010, 1120) der Abb. 9 stereographisch wiedergegeben. Hierin bedeuten die Punkte die Pole der angegriffenen und die Kreise die Pole der nicht angegriffenen Kristallflächen.

Man sieht daraus deutlich, daß die Oberfläche der angegriffenen Kristalle angenähert mit der kristallographischen Basisfläche zusammenfällt (die maximale Abweichung beträgt ca. 29° gegen

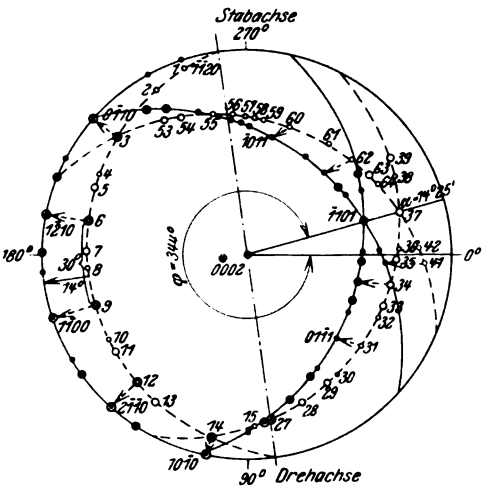


Abb. 7. Umwälzung der stereographischen Projektion der unsymmetrischen Laue-Aufnahme (Abb. 5) in die symmetrische Lage.

die hexagonale Achse), während die nicht angegriffenen Kristallflächen mit Prismen- bzw. Pyramidenflächen (mit dem maximalen Neigungswinkel von 34° gegen den Grundkreis) identisch sind.

Wie schon anfangs erwähnt wurde, entstehen auf den stark angegriffenen Kristallen im Relief parallele Streifen, die sich über den ganzen Kristall erstrecken und nach wiederholtem Abpolieren und erneuten Lösungsversuchen immer dieselbe Orientierung zeigen. Die mikroskopische Vermessung dieser Streifen ergab, daß sie parallel zur diagonalen Achse zweiter Art [1010] liegen. Welche

[1] Da der Laue-Effekt schwach absorbierender Kristalle zentrosymmetrisch ist, kann die Kristallsymmetrie auch dihexagonal-pyramidal oder dihexagonal-trapezoedrisch sein. Der kristallographische Befund und die Ätzfiguren deuten auf die dihexagon.-dipyramidale Klasse hin (vgl. P. v. Groth, Chem. Krist. I. 1902; C. Hlawatsch: Z. Kristallogr. Bd. 32, S. 497. 1900).

Digitized by Google

kristallographischen Ebenen durch diese Streifen verlaufen, läßt sich nicht ohne weiteres ermitteln, es können sowohl Prismen- als auch Pyramidenflächen zweiter Stellung sein. Dieser streifenförmige Angriff auf einzelnen

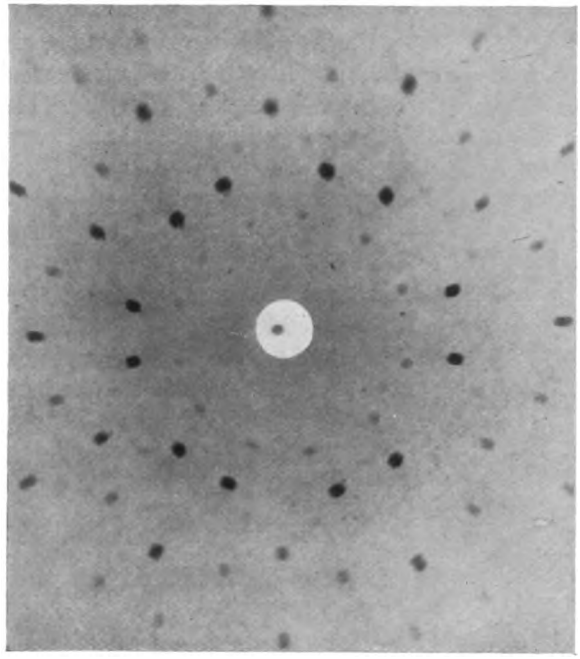


Abb. 8. Laue-Aufnahme senkrecht zur Basis.

Kristallen hängt wahrscheinlich mit der Wachstumsrichtung zusammen. Es scheiden sich infolge des intermittierenden Wachstums die Beimengungen zur Wachstumsrichtung orientiert aus und geben ein dendritisches Gefüge, wie man es z. B. bei der orientierten Ausscheidung von Silizium aus festem Zustande[1] bei Aluminium beobachtet hat. Diese orientierten Ausscheidungen bewirken wahrscheinlich infolge der Lokalelementbildung einen streifenförmigen Angriff der Kristalloberfläche.

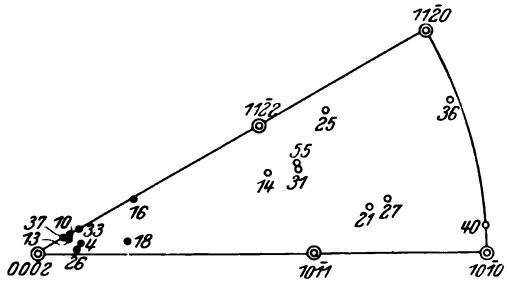


Abb. 9. Orientierung der nicht (○) und stark angegriffenen (●) Kristalle.

und Zwillingsbildung beschrieben werden kann. Bei der Translation findet eine Abgleitung der Schichten entlang einer bestimmten kristallographischen Ebene in einer bestimmten kristallographischen Richtung statt. Durch diese beiden Größen ist die Translation charakterisiert. Nach den Untersuchungen von E. Schmid[1] ist der Beginn der plastischen Verformung an eine kritische Grenzschubspannung in dieser Gleitebene gebunden und unabhängig von der Normalspannung. Mit der Abgleitung nimmt die Schubspannung erheblich zu. Zusammen mit echter oder „Kristallverfestigung" und der Orientierungsverfestigung ist diese Erscheinung unter dem technischen Ausdruck „Verfestigung" bekannt. Gewöhnlich ist die Translation (Gleitung) mit einer Verbiegung verbunden (Biegegleitung nach M. Polanyi), welche ebenfalls kristallographisch orientiert ist[2].

Die Zwillingsbildung geht so vor sich, daß ein Teil des Kristalles nach einer bestimmten kristallographischen Ebene und Richtung in eine spiegelbildliche Stellung zu dieser Ebene umklappt (einfache Schiebung s. u.)[2].

Beide Verformungsvorgänge sind schon seit langem an Metallen beobachtet worden. Der vorliegende Teil der Untersuchung konnte sich nur darauf beschränken, die Verformungselemente an Magnesiumeinkristallen zu bestimmen, da die zur Verfügung stehende Zerreißmaschine es nicht gestattete, den Dehnungsvorgang quantitativ zu erfassen.

2. Bestimmung der Translations- und Schiebungselemente.

Vor dem Dehnungsversuch wurden die Schmelzflußkristalle mit etwa 10proz. Salpetersäure blank geätzt, um das Auftreten der Deformationslinien besser beobachten zu können. Während bei Zink und Cadmium[3] eine Zwillingsbildung erst gegen Ende der Hauptdehnung beobachtet wurde, treten bei den Schmelzflußkristallen des Magnesiums bei ähnlicher Orientierung bereits nach kleinen Dehnungen um 5% neben zahlreichen feinen Translationsstreifen auch viele scharfe Zwillingsstreifen auf. Sie sind meistens paarweise unter einem Winkel von ungefähr 90° sichtbar. In Abb. 10 ist ein um 5% gedehnter Schmelzflußkristall wiedergegeben.

Abb. 10. Um 5% gedehnter Schmelzflußkristall mit Translations- und Zwillingsstreifung. ($x_B = 61°$, $\varkappa = 30°$.)

III. Gleit- und Zwillingselemente bei Magnesiumkristallen.

1. Mechanismus der plastischen Kristallverformung.

Der Dehnungsvorgang von Einkristallen ist in den letzten Jahren an einer ganzen Reihe von Metallen eingehend studiert worden, und es hat sich gezeigt, daß die plastische Verformung durch die dem Mineralogen schon lange bekannten Mechanismen der Translation, Biegung

Die breiten Ränder rühren von den sehr dichtliegenden Translationsstreifen (von mikroskopischer Größe) her, die fast senkrecht aufeinanderstehenden Streifen sind schmale Zwillingslamellen.

Nach weiterer Dehnung werden die Zwillingsstreifen infolge der nunmehr überwiegenden Translation immer undeutlicher und sind gegen Ende der Dehnung kaum mehr zu sehen.

[1] D. Hanson u. M. L. V. Gayler: J. Inst. Met. Bd. 26, S. 321—329. 1921 II. — E. Seidl u. E. Schiebold: Z. Metallkunde 1925, Heft 7, S. 224.

[1] E. Schmid: Z. Physik Bd. 54, S. 26, 1929.
[2] O. Mügge: Neues Jahrb. f. Min. u. Krist. 1898, S. 171.
[3] E. Schmid: Z. Physik Bd. 48, S. 374, 1928; ferner l. c.

Digitized by Google

Abb. 11 zeigt einen gedehnten Schmelzflußkristall mit Translationsstreifen.

Abb. 11. Gedehnter Magnesiumkristall mit Translationsstreifung.

Abb. 12 stellt ein gedehntes Band in den beiden Ansichten senkrecht und parallel zur Bandfläche dar. Man sieht deutlich die abgeglittenen Lamellen und parallel zu den Translationsstreifen Abgleitungsrisse. Die Abgleitfläche verläuft vollkommen parallel zu den Translationsstreifen und zeigt ein aufgerauhtes, etwas schuppiges Aussehen.

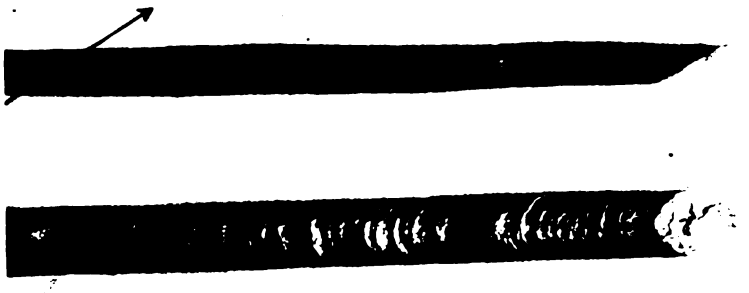


Abb. 12. Gedehnter Magnesiumkristall mit Abscheerfläche und Abgleitungsrissen (in der mit ↗ bezeichneten Richtung).

Abb. 13 stellt einen gebogenen Magnesiumkristall dar, bei dem nur an der Druckseite Zwillingsstreifen zu sehen sind, während die Zugseite frei davon ist.

Die aus dem Schmelzfluß hergestellten Kristalle zeigten trotz ihrer queren Lage nur Dehnungen bis maximal 48%, was wahrscheinlich auf Inhomogenitäten der Kristalle bei der Herstellung zurückzuführen ist.

Abb. 13. Gebogener Magnesiumkristall mit Druckzwillingsstreifen.

Zur Bestimmung von Art und Lage der Deformationselemente wurden die Kristalle bis zum Auftreten von Deformationslinien (Gleit- bzw. Zwillingsstreifen) gedehnt. Die Orientierung der Kristalle wurde röntgenographisch nach der Laue-Methode bestimmt; die Lage der Deformationsstreifen wurde mikroskopisch vermessen und in das Stereogramm des Röntgenbildes eingetragen.

Folgende Zahlentafel 1 gibt die Resultate der mikroskopischen Vermessung der Translationsstreifen im Vergleich mit den röntgenographisch bestimmten Basisebenen wieder.

Die Übereinstimmung der röntgenographischen und mikroskopischen Bestimmungen der Translationsebenen ist recht gut und zeigt, daß die Basis {0001} genau wie beim Zink und Cadmium die Translationsebene ist[1].

Die Translationsrichtung wurde indirekt aus der Anfangs- und Endlage eines Kristalles bestimmt. Ein geeigneter Kristall, dessen hexagonale Achse mit der Drahtachse einen Winkel von $\varrho_B = 27°$ und deren Projektion auf die Basis mit der diagonalen Achse erster Art [11$\bar{2}$0] einen Winkel von $K = 30°$ bildete, wurde bis zum Bruch gedehnt. Die Orientierung des gedehnten Bandes wurde nach der Drekristallmethode[2] bestimmt.

Zahlentafel 1.

Kristall	Winkel zwischen Stabachse und Basisebene bzw. Translationsstreifen	
	röntgenographisch	mikroskopisch
E	54°	54° 30′
A	65°	63°
1	56°	56°
4	63°	60°
5	74°	76°

Abb. 14 zeigt den Weg der Drahtachse bei der Dehnung in stereographischer Projektion, und man sieht, daß die Translation genau wie beim Zink und Cadmium in Richtung der diagonalen Achse erster Art [11$\bar{2}$0] also der dichtestbesetzten Gittergeraden erfolgt.

Die Bestimmung der Schiebungselemente wurde sowohl an rechteckigen als auch stabförmigen Schmelzflußkristallen durchgeführt. Um die Zwillingsstreifen besser vermessen zu können, wurden die stabförmigen Kristalle auf einen rechteckigen Querschnitt abgeschmirgelt. Infolge dieser mechanischen Behandlung traten schon viele feine Zwillingsstreifen meistens auf 2 Flächen des Kristalles auf. Die Orientierungen der Kristalle wurden wieder nach der Laue-Methode bestimmt. Die mikroskopisch vermessenen Winkel der Zwillingsstreifen mit der Stabachse wurden in das stereographische Röntgenbild eingetragen. In Zahlentafel 2 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Die röntgenographische und mikroskopische Untersuchung führte zu gut übereinstimmenden Ergebnissen, wonach {10$\bar{1}$2} als Zwillingsebene auftritt.

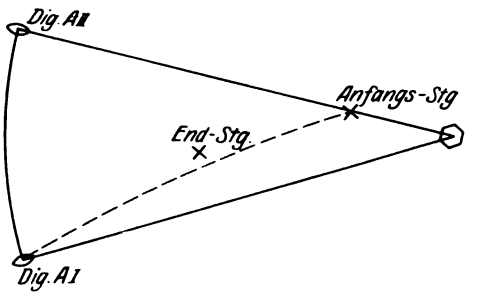


Abb. 14. Dehnung des Kristalles (Abb. 10) in stereographischer Projektion.
Anfangsstellung: $\chi_B = 63°$; $\varkappa = 30°$.
Endstellung: $\chi_B = 30° 44'$; $\varkappa = 12° 40'$.

[1] Dieses Ergebnis stimmt mit den Beobachtungen an künstlichen Wachstumskristallen überein (vgl. S. 63, Anm. 1).

[2] H. Mark, M. Polanyi u. E. Schmid: Z. Physik Bd. 12, S. 73. 1922.

Digitized by Google

Die Zwillingsstreifen traten meistens paarweise auf und in 3 Fällen wurden die Ebenenpaare (1012) und (1012) und in einem Falle (1012) und (1012) gefunden.

Zahlentafel 2.

Kristall	Winkel zwischen Zwillingsebene (1012) und Stabachse	
	röntgenographisch	mikroskopisch
A	34°	34°
12b	30°	33°
14b	62°	64°
16	32°	32°
17	36°	40°

Während bei den Kristallen mit rechteckigem Querschnitt ausschließlich (1012) als Zwillingsebene auftrat, konnte bei kreiszylindrischen Kristallen noch eine Streifung beobachtet werden, die nicht so scharf hervortrat wie die (1012)-Streifung, aber doch sehr deutlich am ganzen Umfang des Kristalles zu sehen war. Zur Bestimmung

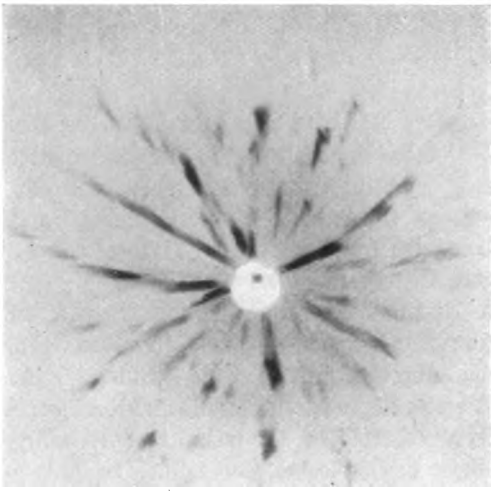


Abb. 15. Laue-Aufnahme ⊥ zur Zwillingsebene (10$\bar{1}$1) (R = 40 mm).

der durch diese Streifen gehenden kristallographischen Ebenen wurde parallel zu den Streifen ein 3 bis 4 mm starkes Stück herausgearbeitet und senkrecht zu den vorher abgeätzten Schnittflächen durchleuchtet. Abb. 15 zeigt das Röntgenbild eines solchen Kristallstückes.

Die Auswertung ergab in 3 Fällen, daß es sich um {1011}-Ebenen handelt. Während also in der Hauptsache die Zwillingsbildung im Sinne von C. H. Mathewson und A. I. Phillips[1] nach den Ebenen {10$\bar{1}$2} vor sich geht, scheinen sich ferner auch die Zwillingsebenen {1011} in mehr untergeordneter Rolle zu betätigen, was offenbar vom Spannungszustand im Kristall und der Kristallform abhängt[2].

[1] C. H. Mathewson u. A. I. Phillips: Am. Inst. Min. Mit. Eng. Techn. Publ. Nr. 53, 1928.

[2] Bereits von O. Mügge wurden bei kristallinischen Haufwerken des struktuell ähnlichen Zinks auf den Spaltungsflächen Streifungen wahrgenommen, welche wahrscheinlich durch Zwillingslamellen nach einer mit (0001) 42,5° bildenden Bipyramide (4047 ?) und nach einer nicht bestimmten zweiten Bipyramide entstanden sind. Die erstgenannte Zwillingsfläche ist mit der von den amerikanischen Autoren gefundenen (1012) Ebene identisch. Vgl. O. Mügge: Neues Jahrb. f. Min. 1889 I, S. 249.

3. Abscher- und Reißflächen.

Wie schon oben erwähnt wurde, tritt nach einer starken Abgleitung die Basisebene als Abscherfläche auf (Abb. 12). In einigen Fällen allerdings verläuft die Ab-

Abb. 16. Laue-Aufnahme einer Reißfläche [nahezu ⊥ einer Pyramidenfläche (1011)].

scherfläche querer zur Stabachse als die Translationsstreifen, und in manchen Fällen verlief der Bruch vollkommen banal durch den Kristall.

Reißflächen wurden an einigen spröden Kristallen beobachtet, die bereits nach ca. 0,2% Dehnung zu Bruch gingen. Die Reißflächen waren nicht vollkommen glatt,

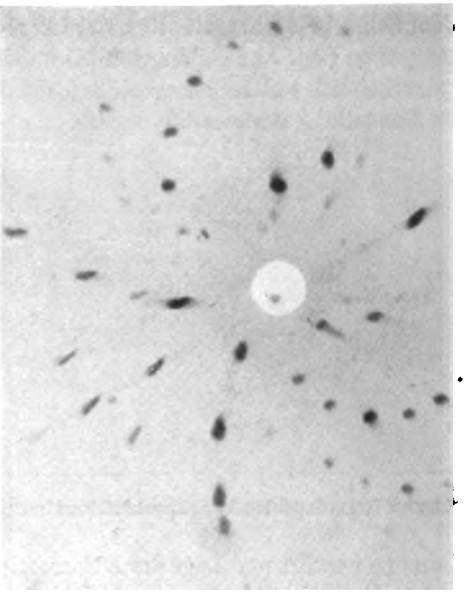


Abb. 17. Aufnahme einer Reißfläche [nahezu ⊥ einer Prismenfläche (10$\bar{1}$0)].

sondern zeigten noch parallel verlaufende Streifen, die als Spuren der Basisebene mit der Reißfläche erkannt wurden. Zur Identifizierung der Reißflächen mit kristallographischen Ebenen wurden senkrecht zu den Reißflächen Laue-Aufnahmen hergestellt, deren Auswertung ergab, daß je zweimal die Flächen {1011}, {1012} und {10$\bar{1}$0}

Digitized by Google

als Reißflächen auftreten. Folgende Aufnahmen geben die Laue-Bilder einiger Reißflächen wieder (Abb. 16 und 17).

IV. Deformationstexturen von Magnesium und einigen magnesiumreichen Legierungen.

1. Ziehtexturen.

Bekanntlich nimmt mit steigender Temperatur der Formänderungswiderstand der Metalle ab und das Formänderungsvermögen zu. Diese im allgemeinen zutreffende Regel gilt für Magnesium und magnesiumreiche Legierungen nur bis zu einer oberen Temperaturgrenze, oberhalb deren Sprödigkeitserscheinungen auftreten. Die günstigsten Verformungseigenschaften sind an ein begrenztes Temperaturintervall gebunden, das je nach dem Legierungstypus etwas verschieden ist. Ob Warm- oder Kaltverformung vorliegt, hängt bekanntlich von dem

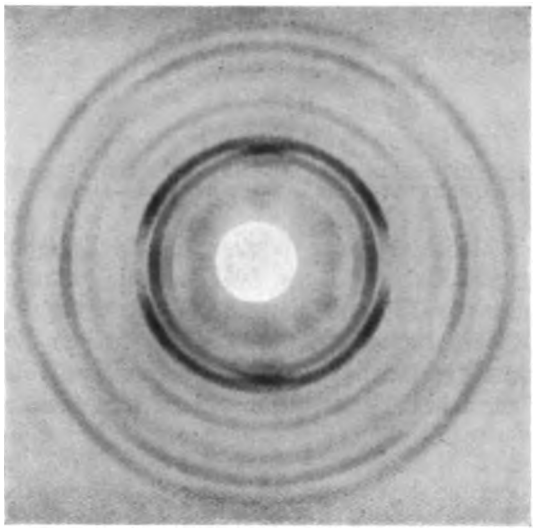


Abb. 18. Debye-Scherrer-Aufnahme einer kaltgepreßten Magnesiumstange. (Mo-Strahlung, $R = 54$ mm.)

Verhältnis der Verformungs- (Verfestigungs-) und Entfestigungsgeschwindigkeit[1] ab. Die mechanischen Eigenschaften von gepreßtem Magnesium zeigen, daß bei einer Preßtemperatur über ungefähr 350° und einer Preßgeschwindigkeit von 1 bis 20 mm/s Warmverformung vorliegt, während unterhalb dieser Temperatur bei derselben Preßgeschwindigkeit verformtes Magnesium Kaltverformung zeigt[2]. Bei einer Legierung von AZM (6,3% Al, 1% Zn) liegt diese Temperaturgrenze bei ungefähr 280°, oberhalb der bis 4 mm Preßgeschwindigkeit keine merkliche Verfestigung stattfindet. Diese Temperaturgrenze liegt nur wenig über den Rekristallisationstemperaturen. Abb. 18 zeigt das Röntgenbild einer bei 300° mit einer Preßgeschwindigkeit von 10 mm/s und einem Verformungsgrad von 90% gepreßten Magnesiumrundstange. Man sieht, daß Kaltverformung und eine deutliche Fasertextur vorliegen. Die Auswertung des Röntgenogrammes ergab, daß die Basisebene (0001) mit einer Streuung von ungefähr 20° parallel zur Preßrichtung liegt und daß eine Gleichorientierung in Richtung einer diagonalen Achse zweiter Art [1010] (Faserachse) stattgefunden hat.

Die Entstehung dieser Fasertextur kann man sich aus dem Translationsmechanismus an Einkristallen vielleicht so ableiten, daß sich die Basis als Gleitebene parallel zur Verformungsrichtung und die diagonale Achse zweiter Art als Resultierende der Gleitrichtungen (diagonale Achsen erster Art) eingestellt haben. Doch in den meisten Fällen erhält man beim Preßvorgang sowohl durch Kalt- als auch durch Warmverformung einen Übergang zur Ringfasertextur.

In Abb. 19 ist das Röntgenbild aus der mittleren Zone einer kaltverpreßten Magnesiumstange wiedergegeben. Die Streuung um die Faserachse ist so groß, daß auf den Prismen- und Pyramidenringen kaum eine Anhäufung zu beobachten ist. Die Basisstreuung beträgt ungefähr 40°.

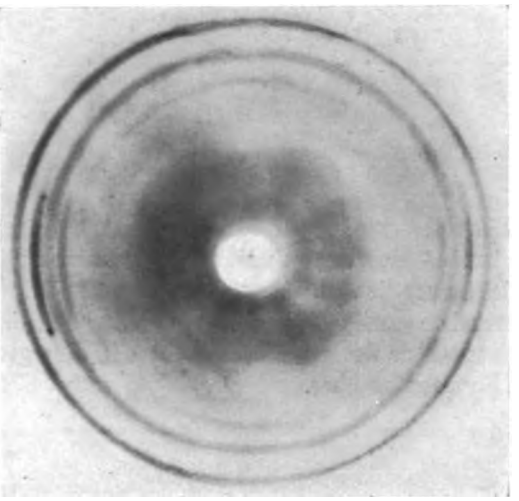


Abb. 19. Debye-Scherrer-Diagramm aus der mittleren Zone einer kaltgepreßten Magnesiumstange. (Cu-Strahlung $R = 54$ mm.)

Diese durch Kaltverformung erzielte Textur bleibt anscheinend auch nach der Rekristallisation bis 500° noch bestehen.

Abb. 20 zeigt das Rekristallisationsbild einer kaltverformten AZM-Stange, die 24 Stunden bei 320° geglüht war. Man erhält dieselbe Textur, wenn man die Verformung bei 320° durchführt, wie Abb. 21 zeigt.

Diese Textur ändert sich selbst bis zu der hohen Preßtemperatur von 500° (Rezipiententemperatur) nicht merklich.

Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse bei Magnesiumdrähten, die ebenfalls wie die Rundstangen durch konische Matrizen gepreßt wurden. Nur zeigen die Randzonen einen deutlichen Unterschied in der Orientierung im Vergleich zu den Kernzonen, wie es schon von E. Schmid und G. Wassermann[1] am nachgezogenen Magnesiumdraht beobachtet wurde.

In Abb. 22 ist das Röntgenbild eines kaltgepreßten Magnesiumdrahtes der Legierung (AZ 31; 3% Al, 1% Zn) von 2,4 mm Dmr. wiedergegeben. Man sieht deutlich, daß der Basisreflex etwas asymmetrisch zum Äquator

[1] Wir verstehen darunter die Entfestigung durch Kristallerholung und durch Rekristallisation.

[2] Nach bisher unveröffentlichten Versuchen von Walther Schmidt und H. Bothmann, Bitterfeld.

[1] E. Schmid u. G. Wassermann: Naturwissensch. Jg. 17 Heft 18/19, S. 312. 1929.

Digitized by Google

liegt, während das Röntgenbild Abb. 23 des auf 1,2 mm abgeätzten Drahtes eine erhöhte Symmetrie aufweist. Dies weist auf eine Erhöhung der Gleichorientierung in der Kernzone hin. Der Basisreflex liegt symmetrisch zur Faserachse und die Streuung um die Faserachse hat auch abgenommen.

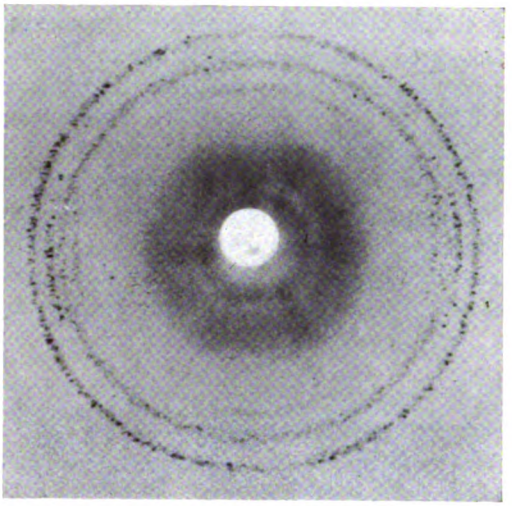


Abb. 20. Debye-Scherrer-Diagramm einer rekristallisierten AZM-Stange (Cu-Strahlung, $R = 54$ mm).

Während man nach den Untersuchungen von E. Schmid[1] durch Nachziehen durch eine konische Matrize immer eine Ringfasertextur erhält, so geht durch Nachschaben durch eine kreiszylindrische Matrize die Ringfasertextur des gepreßten Drahtes in eine gewöhnliche Fasertextur über.

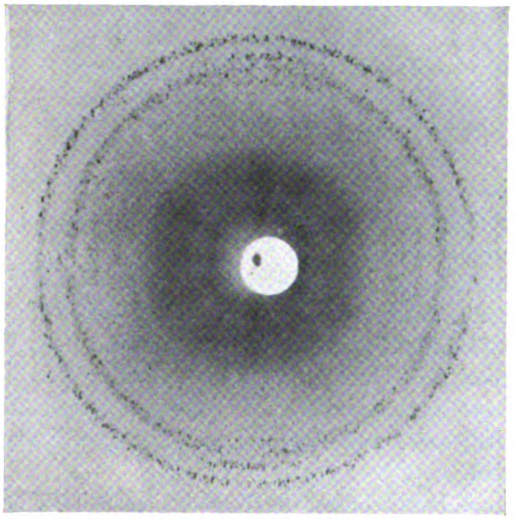


Abb. 21. Debye-Scherrer-Diagramm einer bei 320° C gepreßten AZM-Stange (Cu-Strahlung, $R = 54$ mm).

Abb. 24 zeigt die Fasertextur eines um 10% seines Durchmessers nachgeschabten Magnesiumdrahtes. Die Auswertung des Röntgenbildes[2] ergab als Identitätsperiode 5,59 Å, während der für die diagonale Achse zweiter Art berechnete Atomabstand 5,60 Å beträgt. Es liegt also die Basis parallel zur Drahtachse mit einer geringen Streuung von ungefähr 10—12° und die diagonale Achse zweiter Art in der Verformungsrichtung.

[1] E. Schmid: l. c.

[2] Mit Hilfe des reziproken Gitters vgl. E. Schiebold: Fortschr. Min. 1927, S. 11.

2. Walztexturen.

Auch beim Walzen findet bekanntlich eine Gleichrichtung der Kristalle derart statt, daß in der Walzebene und Walzrichtung eine bestimmte kristallographische Ebene und Richtung liegen. Während bei den kubischen Metallen die Gleichorientierung mit dem Walzgrad und der Stichzahl zunimmt, wurde bei Magnesium die Beobachtung gemacht, daß die schon nach einem Walzgrad von ungefähr 20% erhaltene Orientierung sich selbst bis zu 90% Walzgrad (Dickenabnahme) nicht wesentlich mehr ändert. In der Walzebene liegt die Basis mit einem großen Streubereich, dagegen liegt auffälligerweise in der Walzrichtung keine kristallographische Richtung.

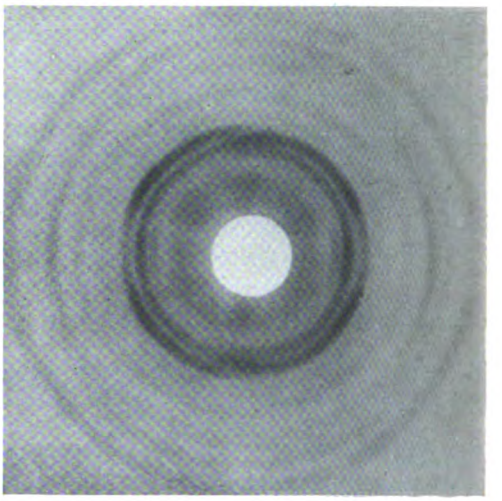


Abb. 22. Debye-Scherrer-Diagramm eines kaltgepreßten Magnesium-Drahtes von 2,4 mm ⌀ (Mo-Strahlung, $R = 54$ mm).

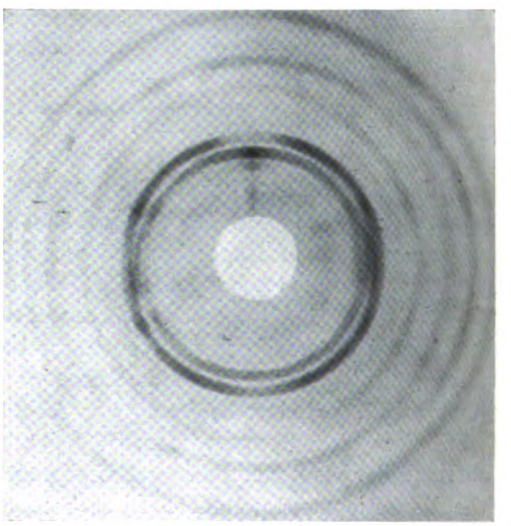


Abb. 23. Debye-Scherrer-Diagramm der Kernzone eines gepreßten Magnesiumdrahtes (Mo-Strahlung, $R = 54$ mm).

Abb. 25 zeigt das Röntgenbild eines Magnesiumbleches mit 90% Walzgrad, das in Richtung der Blechnormalen aufgenommen wurde. Man sieht, daß die Prismen- und Pyramidenringe gleichmäßig geschwärzt sind, während der Basisreflex, der zwischen den beiden inten-

Digitized by Google

siven Debye-Scherrer-Kreisen liegen sollte, vollkommen fehlt.

Zur Bestimmung der Walztextur diente als Ausgangsmaterial eine Preßschiene der Legierung AZM, die in Kaltwalzstichen von jedesmal 10% und darauffolgender Zwischenglühung bei ca. 320° um insgesamt 80% einseitig heruntergewalzt wurde. Der letzte Stich wurde kalt vorgenommen. Auf Grund von Beobachtungen an anderen Metallen wurde die Verformung in kleinen Stufen mit Zwischenglühung deshalb gewählt, um eine möglichst große Gleichorientierung zu erzielen. Zur Bestimmung der Basisorientierung um die Walzrichtung wurde ein

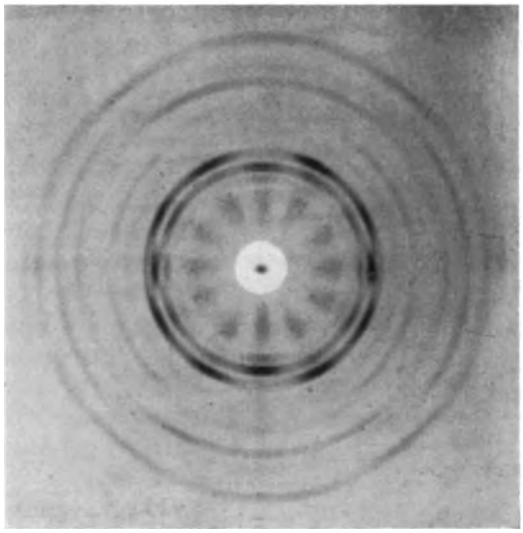


Abb. 24. Debye-Scherrer-Diagramm eines nachgeschabten Magnesiumdrahtes (Mo-Strahlung, $R = 54$ mm).

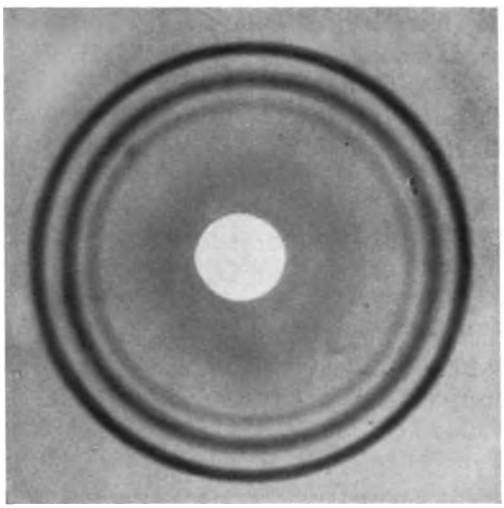


Abb. 25. Debye-Scherrer-Diagramm eines Magnesiumbleches Walzebene (Cu-Strahlung, $R = 54$ mm).

parallel der Walzrichtung entnommener Blechstreifen senkrecht zur Walzrichtung unter verschiedenen Winkeln zur Querrichtung durchleuchtet.

Abb. 26 zeigt das Röntgenbild eines AZM-Bleches in der Querrichtung. Die Basisreflexe liegen symmetrisch zum Äquator; zeigen aber zu beiden Seiten eine etwas verschiedene Intensität. Die Streuung der Basis beträgt ungefähr 95°. Die Polfigur wurde in der üblichen Weise aufgestellt, daß die Walz- und die Querrichtung in der Zeichenebene liegen. Abb. 31 gibt die Polfigur in der Basis mit einer Intensitätsstufe wieder. Die Orientierung

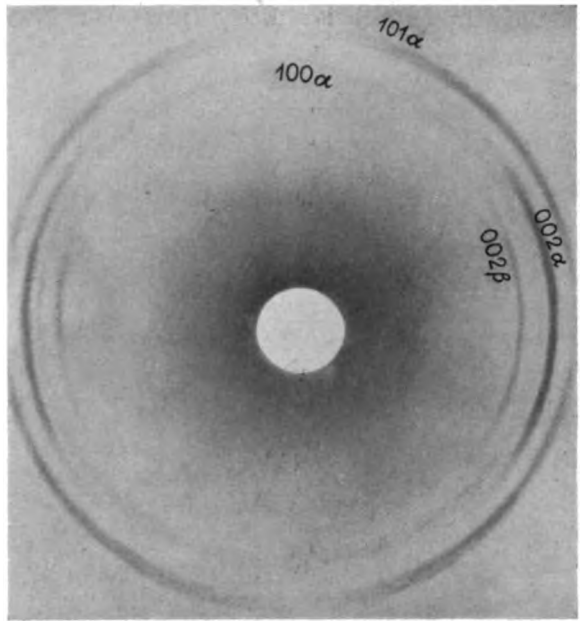


Abb. 26. Debye-Scherrer-Diagramm eines AZM-Bleches in der Querrichtung (Cu-Strahlung, $R = 54$ mm).

der Basis scheint in bezug auf die Walzrichtung etwas asymmetrisch zu liegen und streut um den sehr großen Bereich von ca. 92°. Die Streuung um die Querrichtung beträgt maximal 120° und ist am geringsten in der Ebene $WR - N$ mit 88°[1].

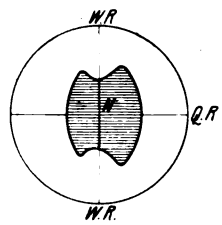


Abb. 27. Walztextur von Magnesium. (Basis Polfigur.)

Rekristallisationsversuche an Magnesiumblechen haben ergeben, daß nach der Rekristallisation die Walztextur erhalten bleibt, die sich selbst bei hohen Glühtemperaturen (bis 550°) nicht wesentlich ändert. Eine von der Walztextur abweichende Rekristallisationstextur wurde auch bei Variation der Walzbedingungen bei Magnesium bisher nicht gefunden.

Zusammenfassung.

1. Lösungsversuche an Magnesiumkristallen aus einem langsam erstarrten Block ergaben, daß die nach der kristallographischen Basisfläche orientierten Schnittflächen stärker angegriffen werden als solche, die nahezu mit Prismenflächen zusammenfallen. Die auf den stark angegriffenen Kristallen auftretenden Streifen sind parallel zur digonalen Achse zweiter Art [1010] orientiert und hängen wahrscheinlich mit den Wachstumsbedingungen zusammen.

2. Als Translationsebene und -richtung betätigen sich wie beim Zink und Cadmium die Basisfläche (0001) und die digonale Achse erster Art [11$\bar{2}$0].

[1] Anm. während der Korrektur. Mittlerweile ist die Polfigur von E. Schmid u. G. Wassermann vervollständigt worden. Handb. d. Physik u. techn. Mechanik Bd. 4, 2. Hälfte, S. 340. 1931.

Digitized by Google

3. Die Zwillingsbildung tritt bei den untersuchten Schmelzflußkristallen mit querer Orientierung bereits nach kleinen Dehnungen auf und erfolgt in der Hauptsache nach der schon von C. H. Mathewson und A. I. Phillips festgestellten Ebene (1012).

4. In einigen Fällen konnte eine weitere Zwillingsebene nach (1011) beobachtet werden.

5. An spröden Magnesiumkristallen wurden als Reißflächen die kristallographischen Ebenen: (1012), (1011) und (1010) festgestellt.

6. Kaltgepreßte Magnesiumstangen und -drähte zeigen zuweilen gewöhnliche Fasertextur (Basis mit mehr oder weniger starker Streuung parallel zur Preßrichtung und die digonale Achse zweiter Art [1010] liegt in der Preßrichtung) oder Übergänge zur Ringfasertextur (besonders bei Warmverformung).

7. Beim Nachschaben von Magnesiumdrähten durch eine kreiszylindrische Matrize erhält man eine gewöhnliche Fasertextur (digonale Achse zweiter Art [1010] und Basis parallel zur Preßrichtung).

8. Im Magnesiumblech liegt die Basis in der Walzebene mit der großen Streuung von ca. 100° und die maximale Streuung ist um die Querrichtung etwas größer als um die Walzrichtung. Eine von der Deformationstextur abweichende Rekristallisationslage konnte bisher nicht beobachtet werden.

Zum Schluß erlauben wir uns, der I. G. Farbenindustrie-A.-G. Bitterfeld, Griesheim-Elektron für die freundliche Unterstützung unserer Arbeit und die Genehmigung zum Druck unseren verbindlichsten Dank auch an dieser Stelle auszusprechen. Insbesondere danken wir Herrn Oberingenieur Schreiber für die wohlwollende Förderung und das große Interesse, welches er unserer Arbeit ständig entgegengebracht hat. Herrn Dr. Walther Schmidt sind wir für wertvolle Hinweise zu großem Dank verpflichtet.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sei für die Unterstützung der Versuche und Bereitstellung von Apparaten auch an dieser Stelle ganz besonders gedankt.

Zur röntgenoptischen Gefügeanalyse von Gesteinen.

Von **B. Sander** und **G. Sachs**[1].

Im ersten Teil der Arbeit werden von B. Sander die Aufgaben und Möglichkeiten der röntgenoptischen Gefügeanalyse von Gesteinen namentlich der Symmetriebestimmungen mit den Ergebnissen optischer Gefügeanalyse allgemein konfrontiert und einige praktische Beispiele (Quarzgefüge) erörtert. Im zweiten Teile wird von G. Sachs die Auswertung der Röntgenaufnahmen eines Quarzgefüges nach den für Metallgefüge üblichen Methoden dargestellt und die Besetzung der Lagenkugel mit Flächenpolen für Quarz erstmalig gegeben.

I. Allgemeines.

(B. Sander.)

Von petrographischer Seite wurde der Nachweis weitester Verbreitung geregelter Korngefüge unter den Gesteinen und ihrer Deutbarkeit seit 1911 mit optischen Hilfsmitteln durchgeführt. Eine zusammenfassende Darstellung hierzu (Lit. 1) gestattet, im folgenden manches als kurzen Hinweis auszusprechen, was andernfalls umständlicher zu belegen wäre.

Mit jenem Nachweis und der Anwendbarkeit der Debye-Scherrerschen Methode auf geregelte Kristallitenaggregate war der Wunsch nach röntgenoptischen Analysen geregelter Gesteine selbstverständlich und ist mehrfach ausgesprochen worden. Seine Erfüllung hing aber im vorliegenden Falle vollkommen von der Bereitwilligkeit Herrn Prof. Sachs' ab, meinen Fragestellungen und Präparaten mit den Röntgenröhren und Erfahrungen des Kaiser-Wilhelm-Institutes für Metallforschung (ab Mai 1928) entgegenzukommen. Nur durch Herrn Prof. Sachs' Mitarbeit hat sich ein konkretes Beispiel geben lassen, da ich über kein Röntgenarium verfüge. Für eine erste Orientierung waren mir ferner einige Aufnahmen von Wert, welche Herr Dr. Sauter am Innsbrucker Medizinischen Zentralröntgeninstitut im Januar 1928 für mich herstellte und im Dezember 1928 einige Aufnahmen durch das Laboratorium der Technischen Hochschule in Darmstadt, welche Herr Prof. Drescher vermittelte.

Die Gesichtspunkte für meine Fragestellung waren folgende:

Röntgenoptischen Gefügeanalysen von Mineralgefügen kommt zunächst ein allgemeiner methodischer Wert zu. Manche dieser Gefüge gestatten eine optische Analyse, da die Körner so groß sind, daß sie die Einmessung mit dem Fedorow noch gestatten. Und sie gestatten zugleich schon die Röntgenaufnahme, da die Körner so klein sind, daß die Durchstrahlung mäßiger Dicke des Plättchens zu einem brauchbaren Debye-Scherrer-Diagramm führt. Untersucht man solche Gefüge optisch und röntgenoptisch, so können beide Verfahren einander vielfach kontrollieren und ergänzen. Der Röntgenoptiker ist dabei in der Lage, die Besetzung der Lagenkugel mit optisch überhaupt einmeßbaren Daten (z. B. c-Achse Einachsiger) bei Beginn seiner Auswertung bereits zu kennen und damit unter Umständen eine oder mehrere Linien seines Diagramms sicherer zu deuten als etwa der Metallograph oder Erzgefügeforscher. Denn weder Theorie noch Praxis gestatten bisher eine örtlich so genaue optische Einmessung bei undurchsichtigen Körnern wie der Fedorow bei durchsichtigen.

Ich wählte also für die Röntgenanalyse Gesteine von fedorowierbarer Korngröße und mit bereits optisch ermittelter Lagenkugelbesetzung.

Hierbei ist man zunächst beengt durch das enge Intervall, welches zwischen der vom Fedorow geforderten Minimalgröße und der von der Debye-Scherrerschen Methode geforderten Maximalgröße der Körner liegt.

Um dieser Schwierigkeit zu entgehen, schlug ich im Mai 1928 Herrn Sachs vor, das Debye-Scherrer-

[1] Original: Z. f. Kristallographie Bd. 75, S. 550. 1930.

Digitized by Google

Diagramm dadurch zu bilden, daß der statistische Effekt nicht von einer genügend viele Körner enthaltenden Dicke des unbewegten Plättchens, sondern von einer genügend viele Körner enthaltenden Fläche des Plättchens bei Bewegung des Plättchens streng parallel zu sich selbst geliefert wird. Eine Ausgestaltung dieses durch Sachs heute bereits erprobten Verfahrens hat aus zwei Gründen Bedeutung:

1. Das Verfahren gestattet die Überschreitung der oben genannten Maximalgröße der Körner bei der Röntgenaufnahme. Damit sind alle feinst- bis mittelkörnigen Gesteine der Röntgenanalyse zugänglich.

2. Das Verfahren gestattet die Verwendung desselben Dünnschliffes für die optische und röntgenoptische Analyse, was viele Möglichkeiten der Irrung durch Fehlorientierungen ausschließt und der Röntgenanalyse erst optisch gut bekanntes Material in ganz eindeutiger Orientierung bequem zugänglich macht.

3. Wenn man nach einem mir aus Darmstadt durch Herrn Prof. Drescher zugekommenen Vorschlag Andreß', für welchen mir bereits genügend vollkommene Belegpräparate vorliegen, bei diesem Verfahren des Debye-Scherrer-„Flachdiagrammes" wie ich es im Gegensatz zum üblichen „Tiefdiagramme" zu nennen vorschlug (s. Lit. 1), nicht die durchdringenden, sondern die zurückgeworfenen Interferenzen des Primärstrahls auf die Platte nimmt, so sind damit Anschliffe untersuchbar, was wiederum von größter Bedeutung für den Anwendungsbereich des Verfahrens ist.

Denn nicht nur kommen damit die so bequem und rasch herstellbaren Anschliffe bzw. auch das Absuchen größerer Anschliffe für das Flachdiagramm in Betracht, sondern z. B. die geregelten Belege (Harnischmylonite) von Gleitflächen im Gestein.

Solche Gleitflächen sind geologisch mehrdeutig, solange die Gleitgerade auf ihnen nicht festgestellt ist. In häufigen Fällen mehrdeutiger Gleitflächen gestattet die geringe Korngröße des Harnischmylonits keine optische Aufnahme des Gefüges, ja nicht einmal die Herstellung eines Dünnschliffes oder Anschliffes: Wenn es mit Hilfe reflektierter Flachdiagramme gelingt, die Symmetrieebene *E* eines solchen Harnischmylonites festzustellen, so ist damit die Gleitgerade gegeben: sie ist die Schnittgerade zwischen Harnischfläche und Symmetrieebene *E*. Die erwähnte Mehrdeutigkeit von Gesteinsgleitflächen ist in Lit. 1 ausführlich behandelt. Die Ableitung von Bewegungsbildern aus mehrdeutigen Gleitflächen ist nicht möglich und damit kann das reflektierte Flachdiagramm von großer Tragweite für Fragen der geologischen und bergbaulichen Tektonik (Ausrichtung von Lagerstätten) werden. Der Weg dahin ist die Beachtung der in Lit. 1 erörterten Möglichkeiten der Regelung auf Gleitflächen und ferner eine erweiterte röntgentechnische Erfahrung an nach solchen Gesichtspunkten gewählten Präparaten.

Nach dem erörterten Stande fällt also der Röntgenanalyse die Aufgabe zu, die Erfahrungen, welche wir an optisch untersuchbaren Gesteinsgefügen gewonnen haben, auch für feinkörnige, optisch nicht analysierbare Gesteine oder nicht einmal präparierbare Harnischmylonite nutzbar zu machen und der Weg hierzu ist durch die Röntgenanalyse auch optisch analysierbarer Gesteine vorgezeichnet, wofür von Herrn Sachs im folgenden ein Beispiel gegeben ist.

Eine weitere ebenfalls in einem Beispiele von Herrn Sachs gelöste Aufgabe der Röntgenanalyse von Gesteinen ist die eindeutige Feststellung der Lage geregelter Gefügekörner, deren Lage optisch nur mehrdeutig festgelegt ist, z. B. durch Bestimmung der Lage der optischen Achse Einachsiger aber ohne Bestimmung der Rotationslage um diese Achse. Diese Verhältnisse sind in Lit. 1 in Übersicht gebracht, und es ergibt sich dabei, daß in zahlreichen Fällen die optische Analyse überhaupt nicht dazu führt, die Kornlage genau genug festzulegen, um daraus den Mechanismus der Regelung abzuleiten. Da ferner in Lit. 1 auch gezeigt wurde, daß man bei der Ableitung der Regeln meist nicht von so einfachen Annahmen wie eine Gefügegleitfläche und eine Gleitgerade in derselben ausgehen kann, so ergibt sich, daß der endgültige Ausbau der Gefügekunde geregelter Gesteine unbedingt röntgenoptischer Mitarbeit bedarf.

Erwartet man vom Röntgendiagramm Beiträge zur Mechanik des Einregelungsvorganges, so hat man wenigstens bis zur Anreicherung beträchtlicher Erfahrung Gefüge mit nur einer Mineralart zu verwenden, und auch diese Forderung wurde durch die Wahl der Präparate erfüllt.

Ohne Zweifel besteht die vollkommenste Mitarbeit des Röntgenoptikers an der Gefügeanalyse in der eindeutigen Festlegung der Kristallitenlagen. Diese Mitarbeit ist durch das Debye-Scherrer-Diagramm mit den Erfahrungen der metallographischen Gefügeanalyse in dem eben erörterten Umfange möglich und vielleicht noch besser durch künftige Methoden. Für sehr viele Fälle aber genügt es, wie bereits früher beim Harnischmylonit gesagt wurde, und in Lit. 1 für Tektonite und Sedimente ausführlich erörtert ist, lediglich die Symmetrie des geregelten Gefüges zu bestimmen. Das ist eine Aufgabe, welche sich mit geringeren Anforderungen an das Röntgendiagramm, also entsprechend rascher lösen läßt als die anderen Aufgaben; aber ihre Behandlung erfordert enge Fühlung mit dem heutigen Stand der Gefügekunde der Gesteine. Ihr Anwendungsbereich und ihre Aussichten sollen mit Beispielen nun etwas erörtert werden.

Die wesentliche Anisotropie vieler Korngefüge ist durch statistische Gleichrichtung von Körnerformen (Regeln nach der Korngestalt) und von Daten des inneren Baues (Regeln nach dem Kornbau) rein beschreibend gegeben. Für röntgenoptische Betrachtung fällt alle Regel nach der Korngestalt fort, und es ist nur die Regel nach dem Kornbau ersichtlich. Da wir aber heute überblicken (Lit. 1), daß letztere Regel meistens — bei bestimmter „Gefügetracht" der Körner — mit der ersteren mitgegeben ist und außerdem fast immer, wenn auch die erstere Regel fehlt, so bedeutet es eine geringfügige Einschränkung des Anwendungsbereiches röntgenoptischer Gefügeanalyse, wenn sie nur Regeln nach dem Kornbau aufzeigt.

Wenn wir uns damit begnügen, Elemente der Gefügesymmetrie festzustellen, so ist diese Methode auf Gefüge mit Symmetrieelementen beschränkt. Es entfallen also die Gefüge ohne andere Symmetrieelemente als Zentrum für eine solche Methode. Und es ist darauf hinzuweisen, daß

Digitized by Google

solche „trikline" Gefüge, wie in Lit. 1 nachgewiesen ist, eine bedeutende Verbreitung unter den tektonisch durchbewegten und geregelten Gesteinen besitzen. Über alle die ganz vorherrschenden Fälle bilateral-symmetrischer, „monokliner" und die selteneren rhombisch mindersymmetrischer tektonischer Deformationsakte und Regelungen können sich statistisch wahrnehmbar ganz gradweise Züge überlagern, welche die durch das statistische Diagramm definierte Symmetrie mehr und mehr aufheben und über fastmonokline und fastrhombische Gefüge zu ausgesprochenen triklinen, wenn auch nach Lit. 1 noch sehr gut ableitbaren und typisierbaren Gefügen führen. Die Empfindlichkeit, mit welcher das Debye-Scherrer-Diagramm bei Aufnahme schwach trikliner Gefüge bereits die verundeutlichte Symmetrieebene nicht mehr erkennen läßt, kann erst nach weiteren Erfahrungen eingeschätzt werden; vielleicht auch läßt sich die Technik der Aufnahme etwas dem Umstande anpassen, daß für geologische Fragestellungen eine zu hohe Empfindlichkeit hierin unerwünscht ist. Gilt es doch vor allem, die Symmetrieebene *Se* monokliner Deformationsakte auch noch bei wahrnehmbarem Einfluß ungleicher Links- und Rechtsufer des deformierten Bereiches zu erkennen.

Liegt einer der in der Natur allgegenwärtigen monoklinen Deformations- oder Sedimentationsvorgänge mit symmetriegemäßer Gefügebildung vor, so läßt sich am gebildeten Gefüge vor allem die Ebene laminarer Gleitung *E* feststellen; im Falle sich schneidender Gleitflächen eine derselben, für unseren Zweck gleichviel welche. Das ist fast immer ohne weiteres durchführbar. Nicht so leicht und in wichtigen Fällen ohne Röntgenanalyse unmöglich ist es, eine ausgezeichnete Gerade, die Gleitgerade *g*, in *E* oder deren Normale in *E* aufzufinden. Ist aber *E* sichtbar, so wird *E* normal zum Primärstrahl gestellt. Dann liegt *Se* parallel mit dem Primärstrahl und gelangt damit zur Abbildung im Debye-Scherrer-Diagramm. Die Spur von *Se* im Diagramm übertragen auf das gegen das Diagramm unverdrehte Präparat bzw. dessen *E* ist dann die gesuchte Gleitgerade *g*.

Dies ist ein einzelnes aber das geologisch weitaus wichtigste Beispiel grundsätzlicher Anwendbarkeit der Röntgenanalyse.

Allgemein aber ist es nötig, festzustellende Symmetrieelemente bei der Aufnahme mit dem Primärstrahl parallel zu stellen, während wir heute (Lit. 1) vielfach schon an beliebig schiefen Gefügeschnitten und deren optischen Diagrammen Symmetrieelemente bei genügender Übung noch erkennen und durch konstruktive Rotation besser sichtbar und prüfbar machen können.

Die praktische Anwendbarkeit der erörterten Röntgen-Symmetrieaufnahme wird hierdurch unverkennbar eingeschränkt auf Fälle wie den beschriebenen, also auf die Verschärfung einer durch sichtbare Symmetriedaten und allgemeine Erfahrungen über Gefügesymmetrie bereits umrißweise gegebenen Einsicht.

Es ergibt sich die Frage, ob für ein gegebenes geregeltes Gefüge dieselben Symmetrieelemente des Gefüges formal erscheinen müssen oder faktisch zu erwarten sind. 1. auf einer Lagenkugel (*Lo*), welche die Hauptachsen optisch einachsiger Kristallite verzeichnet, 2. auf einer Lagenkugel (*Lr*), welche die Vorzugslage bestimmter Flächen dieser Kristallitenart verzeichnet, 3. im Debye-Scherrer-Diagramm auf Planfilm (*Dr*), sofern die Elemente ∥ zum Primärstrahl liegen.

Bezüglich *Lo* und *Lr* ergibt sich, daß nicht dieselben Symmetrieelemente erscheinen müssen, wohl aber ist zu erwarten, daß Symmetrieelemente in *Lo* mit den Symmetrieelementen von *Lr* verträglich und in diesen enthalten sind. Ein Beispiel gibt Abb. 8, welche im Sonderfalle zeigt, wie in scharf geregelten Gefügen die Symmetrie des Einzelkristalliten, im vorliegenden Falle Quarz, als statistische Symmetrie auf das Gesamtgefüge übergehen kann. Während *Lo* Abb. 8 höchstens rhombische Fastsymmetrie erkennen läßt, so demgegenüber *Lr* Abb. 8 hexagonale. (Hierzu die spätere Erörterung.)

Wenn die Lagenkugelbesetzung durch (*hkl*) gegeben ist, und der Winkel zwischen (*hkl*) und der Hauptachse *o* des optisch einachsigen Kornes ist $= \sphericalangle a$, so können — müssen aber nicht — die *o*-Achsen Kreise mit der Öffnung *a* zwischen 0° und 90° um das Lot auf (*hkl*) auf der Lagenkugel besetzen. Ein (*hkl*)-Maximum ist also entweder 1. gleichmäßig oder 2. ungleichmäßig umringt vom zugehörigen *o*-Maximum. Im ersten Falle ist die Symmetrie für die (*hkl*)-Besetzung und für die *o*-Besetzung der Lagenkugel schon geometrisch, also jedenfalls, dieselbe. Im zweiten Falle trifft das nicht ohne weiteres zu; wenn aber die Ungleichmäßigkeit der Umringung denselben Vektoren symmetriegemäß erzeugt ist, wie die *Lo* selbst, so ist Symmetrieverträglichkeit zwischen *Lo* und der (*hkl*)-Lagenkugel faktisch zu erwarten. Dasselbe ergibt sich, wenn man von einer gegebenen *Lo* ausgeht und die geometrischen Örter der mit *Lo* vereinbaren (*hkl*)-Besetzungen beachtet. Aber wie schon das oben gegebene Beispiel lehrt, kann die Symmetrie von *Lr* höher sein als die von *Lo*, so daß unter Umständen (wie im gegebenen Beispiel) gerade die hohe Symmetrie des mit *Lo* symmetrieverträglichen *Lr* eine Erkennung der wichtigen Symmetrieebene der Deformation unmöglich machen kann.

Wie verhält es sich nun mit *Dr*. In *Dr* kommen einzelne Interferenzkreise zu Worte: *J* zugeordnet (*hkl*), *J'* zugeordnet (*h'k'l'*) usw. Diese Interferenzkreise sind unterbrochen bzw. ungleich-intensiv. Die Verteilung der Intensität auf einem bestimmten einzelnen Interferenzkreis *J*, *J'* und damit die ablesbare Symmetrie eines bestimmten einzelnen Interferenzkreises, ist der Lagenkugelbesetzung *Lr*, *Lr'* usw. für (*hkl*), (*h'k'l'*) usw. zugeordnet, und es können jene Symmetrieelemente von *Lr*, *Lr'* usw. aud *J*, *J'* ablesbar sein, welche mit dem Primärstrahl | und mithin auf dem Planfilm ⊥ stehen. Da nun das ganze Röntgendiagramm ein Gebilde aus konzentrischen unterbrochenen Kreisen *J*, *J'* usw. ist, so kann man folgende zwei Wege gehen, wenn man aus der Symmetrie des Röntgendiagrammes auf die Symmetrie des Gefüges schließen will:

1. Man beachtet vor allem die Symmetrie von *J*, *J* usw. einzeln. Dann ist sicher, daß die Symmetrieelemente von *J* [zu (*hkl*)] in der Lagenkugel *Lr* zu (*hkl*) vorhanden sind. Hat *J* keine Symmetrieelemente, so kann trotzdem *Lr* deren haben. Ferner kann *J* Symmetrieelemente haben, welche wegen der schon oben erörterten Beziehungen zwischen der Symmetrie von *Lo* und *Lr* nicht er-

Digitized by Google

deutig deutbar sind. Man muß (*hkl*), den Typus der zu erwartenden Regelung und die Orientierung der Gefügeregelung zum Planfilm kennen, um eindeutige Resultate zu bekommen. Das Verfahren ist mithin zum Studium einer in erster Annäherung schon bekannten Regelung, aber nicht zur Feststellung einer sonst nicht sichtbaren Symmetrie brauchbar. Seine praktische Bedeutung ist durch die Beispiele erwiesen.

2. Man überlegt:

a) ob die Symmetriedaten des Gesmtbildes *Dr* also ($J + J' + J'$ usw.) auch Symmetriedaten des Gefüges sind.

b) ob die Symmetriedaten des Gefüges in *Dr* zum Ausdruck kommen müssen, wofern sie nur zum Primärstrahl stehen.

Zu a) Die Symmetriedaten von $J+J'+J''$ usw. sind geliefert von den stärkstbesetzten, für die Regelung durch Korntranslation, nach der Korngestalt und nach Wachstumsrichtungen entscheidenden und bei solchen Vorgängen direkt eingeregelten Kristallflächen. Hiernach ist die Frage um so eher zu bejahen, je mehr Interferenzkreise das Röntgendiagramm *Dr* enthält. Ja es könnte sogar die Aufnahme mit kontinuierlichem Röntgenlicht ein Optimum in dieser Hinsicht ergeben.

Zu b) Symmetriedaten des Gefüges müssen in *Dr* dann zum Ausdruck kommen, wenn es die in *Dr* deutlich interferierenden Flächen sind, welche im Gefüge geregelt sind und dessen Symmetriedaten bedingen. Das ist wahrscheinlich, da, wie eben erwähnt, im allgemeinen die dichtbesetzten Flächen sowohl in der Regelung jeder Art als bei der Interferenz die Hauptrolle spielen.

Für die Übertragbarkeit solcher Betrachtungsweisen auf Gefüge aus mehreren Kristallarten spricht die durch optische Analysen (Lit. 1) und deduktiv gesicherte Einsicht, daß im weitaus häufigsten Falle die einander homogen durchdringenden Teilgefüge symmetriegemäß zueinander orientiert sind, d. h. soweit es an ihrer Lage zueinander liegt, ohne Erniedrigung der Symmetrie für das Gesamtgefüge.

Die Ausdehnung derartiger röntgenoptischer Symmetriebestimmungen auf geregelte Gefüge bindiger und unbindiger Bodenarten, welche sehr oft der optischen Gefügeanalyse unzugänglich sind, scheint möglich und für manche Fragen der Erdbaumechanik und geologischen Bodenkunde anzustreben.

O. Kratky hat (Z. Krist. Bd. 72, S. 529. 1930) den derzeitigen Stand der Verwendung von Röntgengoniometern (Weissenberg, Dawson, Kratky) zur Untersuchung von geregelten Kristallitengefügen besprochen. Es ergibt sich die Möglichkeit, durch Drehaufnahmen mit Auswahlblenden die Besetzung der Lagenkugel mit einer interessierenden Gitterebene festzustellen, wenn man über ein kugeliges oder zylindrisches Präparat verfügt. Mit der Besetzung der Lagenkugel durch eine interessierende Gitterebene lassen sich die oben umrissenen Fragestellungen an monomikte Mineralgefüge grundsätzlich behandeln, wenn durch den optisch erreichten Stand der Einsicht schon bekannt ist, welche Gitterebenen und Gittergerade durch ihre Funktion als Translations- oder Wachstumsdaten unmittelbar geregelt werden. Ist dies nicht bekannt, so müßte für unsere Interessen das Verfahren nicht nur die Besetzung der Lagenkugel mit (*h k l*) (*h' k' l'*), (*h'' k'' l''*) der Kristallart liefern, sondern mehr: die statistisch verwaltende eindeutige Lage ohne Drehfreiheit des oder der Repräsentationskristalle für das geregelte Gefüge. Diese wird aber, soweit ich sehe, ebensowenig geliefert wie etwa durch manche optische Einmessungen wie in Lit. 1 ausgeführt ist. Wenn auf der Lagenkugel (*h k l*) ein Maximum oder mehrere Maxima $M\ M_1\ M_2$ usw. hat (wie dies meist der Fall ist) und (*h' k' l'*) ebenfalls $M'\ M'_1\ M'_2$ usw., so besteht die Möglichkeit, daß es nicht dieselben Kristalle sind, welche *M* und *M'* liefern. Trifft dieser mögliche Fall zu, so erhalten wir kein genügend eindeutiges Bild der repräsentativen Kristallitenlagen, um von da aus auf die Entstehung und Bedeutung der Regelung überzugehen, was unsere wichtigste Frage ist. Mithin scheint mir dieser Frage gegenüber der Wert des Röntgengoniometers vorläufig begrenzt, wenn es sich nicht, wie erwähnt, um die schon durch optische Vorarbeit in ihrem Verhalten bekannten Minerale handelt.

Ferner stößt die Herstellung von Kügelchen und auch von Zylindern auf Präparationsschwierigkeiten. Ferner ist die Festhaltung von Koordinaten des Handstücks und der Natur am Röntgenapparat bei Kugelpräparaten, soweit ich sehe, präparativ unmöglich, bei Zylindern allerdings überwindbar schwierig, aber zylindrischen Präparaten haften die von Kratky S. 539 angegebenen Schwierigkeiten der Auswertung an.

Es sollen nun einige der Aufnahmen von Herrn Sachs daraufhin betrachtet werden, ob und wie die Symmetrieelemente zum Primärstrahl zum Ausdruck kommen. Die optische Gefügeanalyse in Form der Lagenkugelbesetzung durch die Quarzhauptachsen hatte ich vorher durchgeführt. Eingehenderes über den Regelungstypus dieser Gesteine und seine Deutung ist in Lit. 1 zu finden. In der Hauptgleitfläche des Gesteins (*a b*) liegt die Gleitgerade *a*; *c* ist das Lot auf (*a b*); *b* steht senkrecht auf *a* in (*a b*) und mithin auch senkrecht auf der Deformationsebene (*a c*), welche bei monoklinen Tektoniten Symmetrieebene ist.

Es läßt sich dann nach dem derzeitigen Stande der Einsicht in Tektonitgefüge folgendes erwarten, wenn man Plättchen mit senkrechter Inzidenz des Primärstrahls betrachtet, welche nach den Ebenen 1. (*b c*) $\perp a$, 2. (*a b*) $\perp c$ und 3. (*a c*) $\perp b$ geschnitten sind.

Zu 1. (*a c*) ist als typische Symmetrieebene monokliner Durchbewegung häufig und als solche sichtbar, solange sich nicht die typischen Züge trikliner Gefügesymmetrie — besonders Überlagerung von $b' \perp b$ — allzu geltend machen, was bei statistisch anisotropen, einander homogen durchdringenden Körnerscharen eine Angelegenheit des Grades ist.

Weit seltener als Symmetrieebene vorhanden und öfter aufgehoben — besonders durch um *b* gegeneinander rotierte Körnerscharen gleicher Regelungsart — ist (*a b*). Ist (*a b*) als Symmetrieebene vorhanden, so ergibt sich *a* als ebenfalls zum Primärstrahl liegende Digyre, also Digyre des Diagramms.

Es ist also grundsätzlich möglich, Gefüge von trikliner, monokliner und rhombischer Symmetrie voneinander im Schnitt (*b c*) zu unterscheiden.

Zu 2. Als Symmetrieebene des Diagramms kann sichtbar sein (*a c*) und (*b c*); letzterenfalls ist *c* als Digyre sichtbar. Für die Deutung gilt dasselbe wie für Fall 1, da ja jede zusätzliche Symmetrieebene zu (*a c*) auch die dritte Symmetrieebene bedingt.

Zu 3. Als Symmetrieebene des Diagramms können sichtbar sein die selteneren Symmetrieebenen (*a b*) und (*b c*), ferner *b* als Digyre.

Als Beispiele dienen nun reine Quarzgefüge, tektonisch dünngeplättet. Der Deformationsakt ist überdauert von

Digitized by Google

der Kristallisation (vorkristalline Deformation); die Gefügekörner sind mechanisch unbeschädigt.

I. Dünngeplätteter Quarztektonit eines Pegmatits (Melibokus). Näheres in Lit. 1 Diagramm 34 und S. 184 ff. Die Lagenkugel für die Quarzhauptachsen (Abb. 1) gesehen in Ebene $(b\,c) \perp a$ erweist eine für die Anforderungen, welche wir bei Typisierung dieser statistischen Symmetrien zu stellen pflegen, fast rhombische Symmetrie.

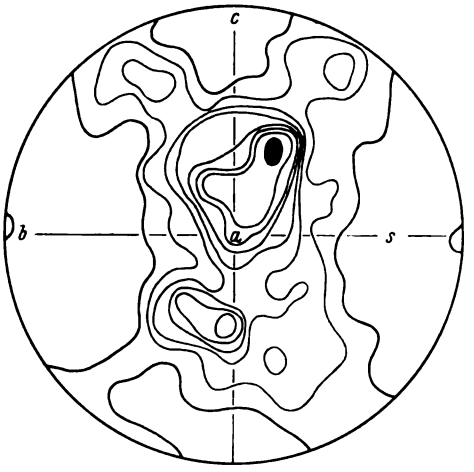


Abb. 1 (aus Lit. 1).

Dem gut entsprechend zeigt das mit Primärstrahl $\perp (a\,b)$, also $\parallel c$ aufgenommene Röntgenbild Abb. 2 die beiden Symmetrieebenen $(a\,c)$ und $(b\,c)$. Die nach den einleitenden Erörterungen (ausführliches in Lit. 1) zu Bestimmung der Gleitgeraden a im Bewegungsbilde notwendige Unterscheidung, welche Symmetrieebene $(a\,c)$ und welche $(b\,c)$ ist, ergibt sich nicht aus einem Blick auf

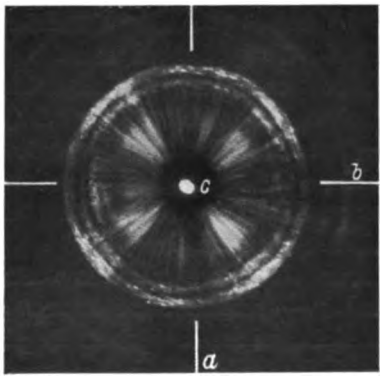


Abb. 2.

das Röntgenbild, sondern aus einer auswertenden Betrachtung auf Grund bereits gewonnener allgemeiner Einsichten in die Quarzgefügeregel der Tektonite (Lit. 1). Nach dieser Einsicht liegt der Repräsentationskristall für das Gefüge mit seiner Hauptachse schematisch entweder in a des Gefüges oder wenigstens in Ebene $(a\,c)$. Es müßte also die Verstärkung des Interferenzkreise für (0001) ebenfalls in Richtung $(a\,c)$ liegen und dieses dadurch von $(b\,c)$ unterscheidbar sein: was in Abb. 5 — mit der Annahme α Quarz — erkennbar war. Für den vorliegenden Zweck wäre also besonders eine deutliche Interferenz (0001) aufnahmetechnisch anzustreben. Da aber diese Interferenz schwieriger erreichbar ist, kann man auch durch Betrachtung der deutlichen Interferenzkreise für die Prismen zur Unterscheidung von $(a\,c)$ und $(b\,c)$ im Röntgenbild der Ebene $(a\,b)$ gelangen. Es gilt allgemein (Lit. 1), wie es auch Abb. 1 zeigt, daß die Quarzhauptachsen im Tektonit näher um a als um c des Gefüges geschart sind. Fällt die Quarzhauptachse des Repräsentationskristalls in a des Gefüges, so ergeben Prismen schon bei beliebiger Rotationslage des Kristalls Verstärkungen ihrer Interferenzkreise dort, wo b des Gefüges im gleichorientierten Röntgenbild hinweist. Diese Verstärkung ist besonders gut sichtbar links und rechts im innersten Interferenzkreise der Abb. 2, und damit ist $(a\,c)$ von $(b\,c)$ unterschieden und so die Gleitgerade a des Gefüges bestimmt. Der Beweis liegt in folgender Überlegung. Nur ein Repräsentationskristall, dessen Hauptachse in b des Gefüges läge, könnte eine gleiche Verstärkung des Interferenzkreises der Prismen wie die erstere, um 90° gegen dieselbe verdreht, erzeugen; was übrigens ganz folgerichtig (Lit. 1) bedeuten würde, daß im Gefüge zwei Gleitgerade senkrecht aufeinander

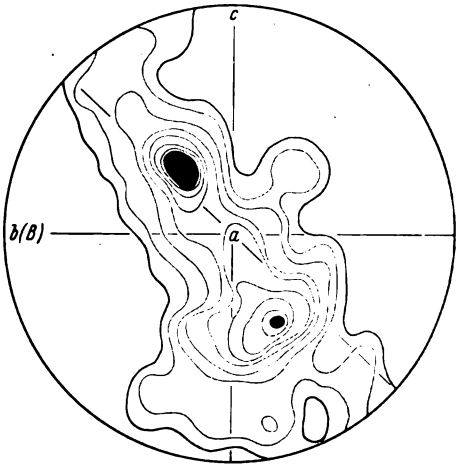


Abb. 3 (aus Lit. 1).

regelnd betätigt waren. Ein Repräsentationskristall mit der Hauptachse in c des Gefüges würde mit gleichmäßiger Rotationsfreiheit den Interferenzkreis der Prismen gleichmäßig stärken, mit ungleichmäßiger Rotationsfreiheit örtlich. Dies könnte unsere Bestimmung von a beirren, kann es aber praktisch nicht, da eingangs ein gleichstarker Repräsentationskristall mit der Hauptachse in c des Gefüges wie der mit der Hauptachse in a des Gefüges ausgeschlossen wurde.

Durch derartige, auf andere Minerale übertragbare Überlegungen ist also die Gleitgerade des Quarztektonites auch ohne optische Analyse röntgenoptisch bestimmbar aus den Erfahrungen über Quarzregelung und aus Symmetriebetrachtungen, wenn die Interferenzkreise bekannt sind.

II. Wie I (Schauenstein in Bayern); in Lit. 1 Diagramm 35 und S. 184 ff. Die Lagenkugel der Quarzhauptachsen (Abb. 3), gesehen in Ebene $(b\,c) \perp a$, zeigt eine bedeutende trikline Verzerrung des monoklinsymmetrischen Gefügetypus; etwa verglichen mit Abb. 1. Es ist hierbei, wie eingangs erörtert, von besonderem Interesse, zu sehen, ob die Feststellung der Gefügeebene $(a\,c)$, und damit der Gleitgeraden a, des Gefüges möglich bleibt trotz dem nur mehr angenähert monoklinsymmetrischen

Digitized by Google

Habitus des Gefüges. Dies ist der Fall. Wie die im Beispiel I bezüglich der Prismen-Interferenzkreise gepflogene Überlegung auch für Fall II erwarten läßt, finden wir die für die Feststellung von (*a c*) entscheidende Verstärkung des innersten Interferenzkreises auch in Abb. 4 deutlich, wenn auch folgerichtigerweise weniger intensiv als in

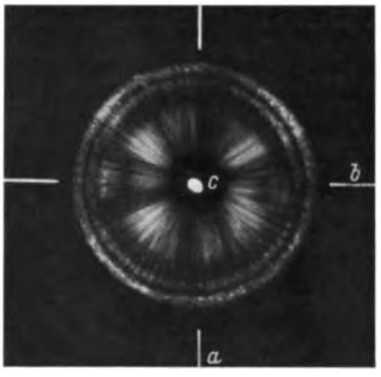


Abb. 4.

Abb. 2. Dies ist ein angesichts der weiten Verbreitung trikliner Gefüge mit monoklinem Habitus für die praktische Anwendbarkeit der Röntgenmethode günstiges Ergebnis. Die Röntgenaufnahme auf Ebene (*a c*) also Primärstrahl *b* (Abb. 5) zeigt deutlich, daß weder (*a b*) noch (*b c*) Symmetrieebenen sind.

III. Quarzpegmatit Planspitze; Eingehendes in Lit. 1 Diagramm 29 bis 33 und S. 184ff. Aus den Diagrammen Abb. 6 (Schliff ⊥ *a*), Abb. 7 (Schliff ⊥ *c*), Abb. 8 (Schliff ⊥ *b*) ergibt sich die Lage der Quarzhauptachsen. Die Hauptdeformationsebene (*a c*) des Gesteins ist nur Fastsymmetrieebene des Gefüges.

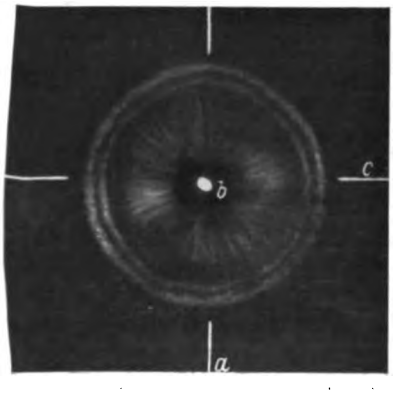


Abb. 5.

In der Ebene ⊥ *c* Abb. 7 läßt das hierzu gleichorientierte Röntgenbild Abb. 10 die Fastsymmetrieebene (*a c*) als Fastsymmetrieebene, am besten wieder mit Hilfe der innersten (Prismen-)Interferenzkreise nach der für Fall 1 durchgeführten Überlegung gut erkennen; was durch Abb. 7 kontrolliert ist. Ohne diese Überlegung wäre allerdings in Abb. 10 weder (*a c*) von (*b c*) zu unterscheiden und die Fastsymmetrie so beirrend, daß das optische Diagramm Abb. 7 überlegen bleibt. Abb. 9 zeigt nun, daß auch in der Ebene ⊥ *a* durch dieselben Prismen-Interferenzkreise bzw. deren verstärkte Bögen im Radius, der *b* entspricht, die Ebene (*a c*) erkennbar ist. Das ist durch die für Fall I durchgeführte Überlegung mit der Annahme eines rotationsfreien Repräsentationskristalles nicht erklärbar. Sondern dies ist nur möglich,

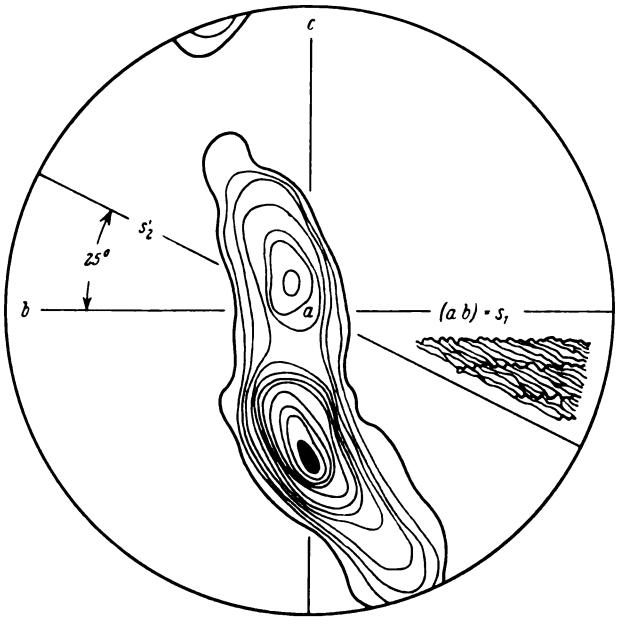


Abb. 6 (aus Lit. 1).

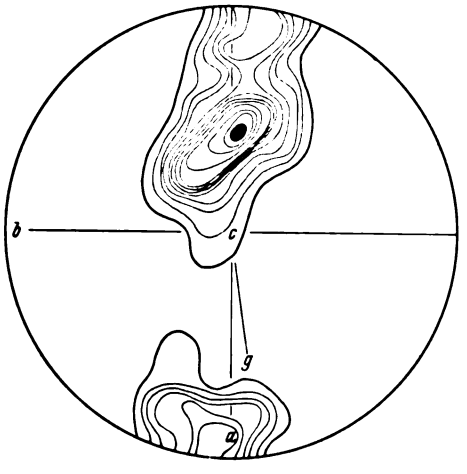


Abb. 7 (aus Lit. 1).

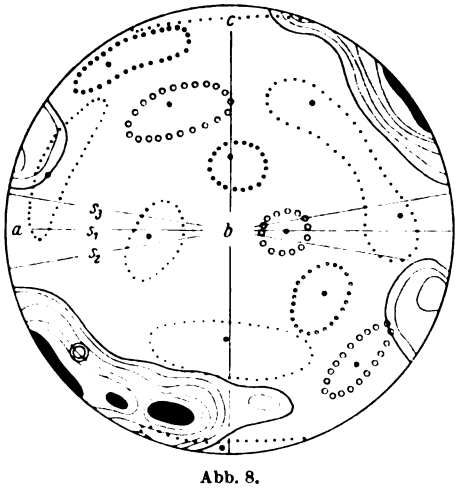


Abb. 8.

wenn der statistische Repräsentationskristall, dessen Hauptachse in *a* des Gefüges fällt, in seiner Rotation derartig begrenzt ist, daß das Lot der Prismenfläche zum innersten Interferenzkreis mit einer begrenzten Streuung

Digitized by Google

von der Richtung b des Gefüges um den Reflexionswinkel der Fläche abweicht. Das bedeutet aber zugleich, daß ein Prisma in die Hauptgleitfläche ($a\,b$) des Gesteins eingeregelt ist, und zwar so, daß die Quarzhauptachse in die Gleitgerade a des Gefüges fällt.

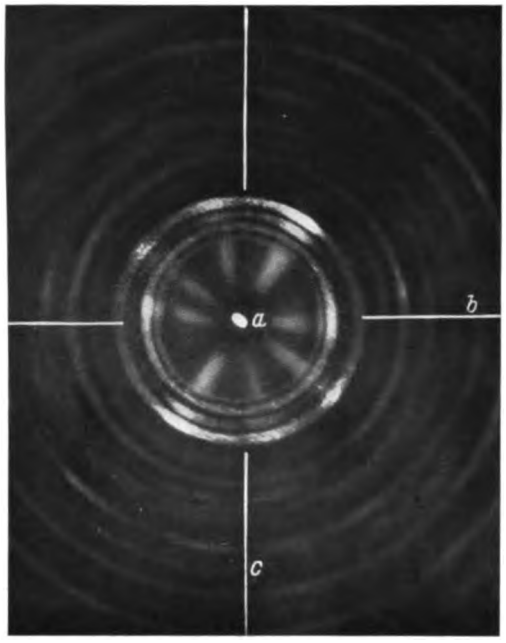


Abb. 9.

Es hat sich also ergeben:

1. Für diese weitverbreiteten Quarztektonite kann man durch eine Röntgenaufnahme mit Primärstrahl $\perp (a\,b)$ = Plättungsfläche des Gesteins die Symmetrieebene ($a\,c$) und damit die Gleitgerade des Gesteines oder des Quarzbelages

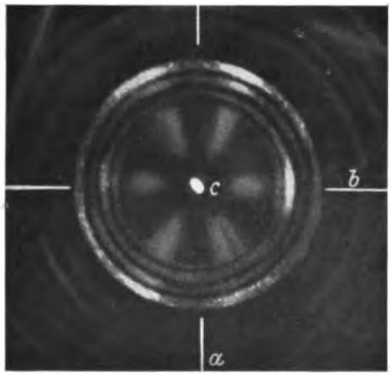


Abb. 10.

auf einer Gleitfläche desselben röntgenoptisch feststellen, falls Korngröße, Präparationsschwierigkeiten oder Zeitmangel eine optische Gefügeanalyse nicht zulassen. Eine Röntgenaufnahme erspart übrigens jedenfalls Zeit, da für den vorliegenden Zweck die stärksten und zuerst auftretenden Interferenzkreise genügen.

2. Im tektonischen Quarzgefüge wird nicht nur die Quarzhauptachse in die Gefügegleitgerade, sondern auch eine Prismenfläche in die Gefügegleitfläche eingeregelt. Damit nähern sich solche Gefüge dem Einkristall, wie in Lit. 2 schon vorausgesagt wurde.

Dieses letztere hat sich nun auf einem ganz anderen, von Symmetriebetrachtungen unabhängigen Wege in einem Sonderfalle ebenfalls ergeben, nämlich durch die im zweiten Teile der Arbeit von Herrn Sachs vorgenommene direkte Auswertung der Röntgenogramme des vorliegenden Quarztektonits.

Betrachten wir nun in Ebene ($a\,c$) das optische Diagramm Abb. 8 (volle Konturen). Das Röntgendiagramm kommt für Symmetriebetrachtungen nicht in Frage, da es unter Schwenkung des Präparats gewonnen ist: Abb. 8 gibt die Lagenkugel für (1010), (11$\bar{2}$0), (10$\bar{1}$1) und (0001) flächentreu, nicht stereographisch projiziert nach Auswertung der Röntgendiagramme durch Herrn Sachs. Die Konfrontation der Lagenkugel Sachs' mit dem optisch gewonnenen Verzeichnis der Quarzhauptachsen (volle Linien) ist in Abb. 8 durch Übertragung der Flächenpolmaxima 1010) = kleine Kreise, (1120) = große Kreise, (10$\bar{1}$1) = Punkte, (0001) = Doppelkreis in flächentreue Projektion bequem gemacht. Es ergibt sich zunächst, daß in der Röntgenauswertung die, wie unsere Erfahrung über solche Gefüge lehrt (Lit. 1), durchaus unzufälligen und deutbaren kleineren Maxima der Quarzhauptachse verlorengingen, damit auch der für das Gestein kennzeichnendste Zug seiner Gefügesymmetrie, der monoklinsymmetrische Habitus mit der Symmetrieebene in der Zeichenebene. Der Repräsentationskristall, den die Auswertung des Röntgenogramms für das Gesamtgefüge gibt, und seine Lagenkugel haben die Symmetrie des Quarzes, nicht die Symmetrie des Gefüges. Diese letztere (monokline) Symmetrie würde die Röntgenlagenkugel ergeben, wenn die Auswertung für jedes der Quarzhauptachsenmaxima einen derartigen Repräsentationskristall ergeben hätte. Die vorliegende Auswertung versagt also in bezug auf die Bestimmung der Symmetrie des Gefüges und damit in bezug auf die Beantwortung der daran geknüpften Fragen; hierin ist das optische Diagramm der Quarzhauptachsen überlegen und mithin durch die vorliegende Auswertung röntgenoptisch nicht ersetzbar. Dagegen zeigt sich die Röntgenauswertung in einer anderen sehr wichtigen Beziehung dem optischen Diagramm überlegen. Sie ergibt, wenn auch nur für eines der optisch bekannten Quarzhauptachsenmaxima, daß die Einregelung nicht nur nach der Quarzhauptachse mit beliebiger Rotationslage der eingeregelten Quarze um ihre Hauptachse erfolgt, sondern, wie bei anderen Mineralen und die Annahme Walter Schmidts (Lit. 3) bestätigend, mit Einregelung einer Prismenfläche; welcher, müssen weitere Aufnahmen erst völlig entscheiden. Ob eine unverschwenkte Röntgenaufnahme, wie zu erwarten, an den betreffenden Interferenzkreisen z. B. für (0001) oder eines Prismas mehrere oder alle zu erwartenden verstärkten Interferenzkreisbögen hätte erkennen lassen und damit die monokline Gefügesymmetrie, das läßt sich mangels einer unverschwenkten Röntgenaufnahme nicht entscheiden.

II. Röntgenographische Bestimmung der Gefügeregelung in Quarzgefüge.

(G. Sachs.)

Die röntgenographische Feststellung der vollständigen Lagenmannigfaltigkeit von Kristallen in einem Körper

Digitized by Google

beruht, wie jedes Interferenzverfahren, darauf, daß ein kristallinischer Stoff im Röntgenlicht eine Anzahl von „Interferenzkreisen" ergibt. Liegt ein genügend weitgehend geregeltes Gefüge vor, so sind die Interferenzkreise, wie die hier gebrachten Abbildungen zeigen, in einzelne Stücke aufgeteilt.

Die erste Aufgabe besteht darin, genügend intensive und aufgeteilte Aufnahmen zu erhalten. Eine schwache Regelung entzieht sich, wie die Untersuchung einer Anzahl zuvor von Herrn Sander mikroskopisch vermessener Objekte gezeigt hat, einer röntgenographischen Kontrolle. Ferner muß das Röntgenstrahlenbündel eine größere Anzahl von Kristallen im Objekt treffen, wenn die Aufnahmen mit genügender Sicherheit auswertbar sein sollen. Diese Forderung ist insofern schwer zu befriedigen, als auf der anderen Seite eine geringe Ausdehnung des Objekts notwendig ist, um mit einigermaßen erreichbaren Belichtungszeiten auszukommen. Bei Verwendung der verhältnismäßig harten Molybdänstrahlung war es bei Quarz, der bisher in erster Linie untersucht worden ist, möglich, von 1 bis 1,5 mm dicken Plättchen je nach der Durchleuchtungsrichtung (bei 55 kV eff. Spannung und 8 mA Stromstärke) in $2^1/_2$ bis 5 Stunden brauchbare Aufnahmen zu erhalten. Dabei wurden zwei Filme 9×12 cm hintereinandergestellt, um bei den großen Intensitätsunterschieden der verschiedenen, für Auswertung benutzten Interferenzkreise die Intensitätsverhältnisse auf jedem Kreis einigermaßen zuverlässig beurteilen zu können. Für die Durchleuchtung in verschiedenen Richtungen erwiesen sich Würfel oder prismatische Stäbchen von 1 bis 3 mm Kantenlänge als besonders günstig. Infolge der verhältnismäßig geringen Zahl von Kristallen, welche von einem Röntgenstrahl von etwa 1 mm getroffen werden, erscheint eine gewöhnliche Aufnahme eines stehenden Objekts körnig. Diese Unstetigkeit der Interferenzkreise macht die Abgrenzung von Intensitätsanhäufungen sehr schwierig. Genügend stetige Aufnahmen konnten jedoch durch Verwendung einer einfachen Einrichtung, Abb. 11, gewonnen werden, welche das Präparat in seiner Ebene senkrecht auf und ab bewegt. Es bietet grundsätzlich keine Schwierigkeiten, auch eine Apparatur zur Bestreichung einer größeren Fläche zu schaffen, womit die Untersuchung von Dünnschliffen möglich ist.

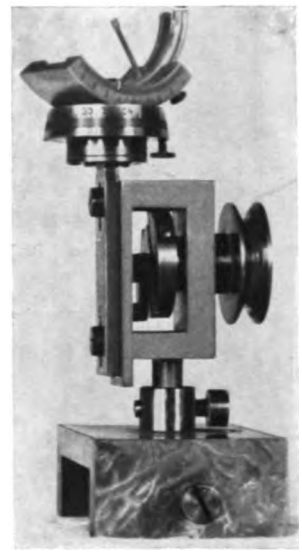


Abb. 11. Goniometerkopf für Röntgenaufnahmen mit Ebenenbewegung.

Die Auswertung einer Aufnahme verlangt die Kenntnis der Interferenzkreise. Mit Molybdänstrahlung ergibt sich, wie die Abbildungen zeigen, ein ziemlich reichhaltiges Muster von Interferenzkreisen. Tafel 1 bringt eine Zusammenstellung der Glanzwinkel und der Durchmesser auf den Aufnahmen, die 90 mm vom Objekt entfernt waren. Die Gitterkonstanten des Quarzes sind mit $a = 4{,}89$ Å, $c = 5{,}38$ Å angesetzt, die Wellenlänge der *Mo*-Strahlung $= 0{,}71$ Å, $= 0{,}63$ Å.

Die große Zahl der Interferenzkreise läßt sich durch Verwendung eines metallischen Zirkonfilters von 0,03 mm Dicke, welches die β-Interferenzen stark schwächt, vermindern. Dies geschieht allerdings auf Kosten der Belichtungszeit, die ungefähr auf das Doppelte erhöht werden muß. Bei einem prismatischen Stäbchen von rund 1,5 Stärke genügte trotzdem eine Belichtungsdauer von 4 Stunden.

Von den in Tafel 1 zusammengestellten Interferenzkreisen wurden nur diejenigen des Prisma 1. Art in erster (1010) und zweiter Ordnung (2020), der Pyramide 1. Art (1011) und des Prisma 2. Art (1120) einer Auswertung unterzogen. Die Vermessungen der Basis (0003) erwiesen sich, da sie ziemlich schwache Interferenzen gibt, als unsicher und wurden daher aufgegeben.

Die Auswertung einer Aufnahme wurde nach den in der Metallkunde entwickelten Richtlinien (Lit. 4, Lit. 5) vorgenommen. Auf einem dem Film aufgelegten Deckblatt (in dem zweckmäßig die Interferenzkreise leicht eingezeichnet sind) werden die auf 1. und 2. Intensität geschätzten Teile der Interferenzkreise eingetragen und ihre Grenzwinkel zur senkrechten Mittellinie des Films ausgemessen. Die Kante des Films muß möglichst genau zu einer Richtung im Präparat parallel ausgerichtet sein. Mit Hilfe des Glanzwinkels erhält man dann die Lagengebiete der betreffenden Fläche, von welchen die Interferenzen herkommen, also, wenn man den Einstich des Röntgenstrahls als Pol nimmt, einen Schnitt durch die allgemeine Lagenmannigfaltigkeit der Flächenpole längs eines Breitenkreises. Die Berücksichtigung der 2. Intensität ist an sich nicht nötig, da sie ziemlich unsicher ist. Es empfiehlt sich jedoch, sie mitzunehmen, da sie die Abgleichung verschiedener Aufnahmen erleichtert.

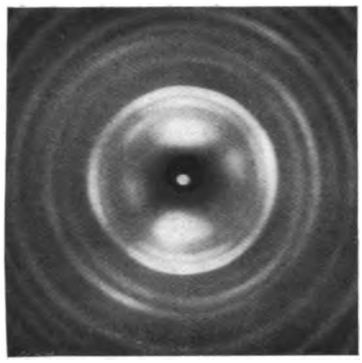
Zur vollständigen Lagenmannigfaltigkeit gelangt man durch Auswertung einer größeren Zahl solcher Aufnahmen in verschiedenen Richtungen. Für das im folgenden mit-

Tafel 1. Interferenzkreise in den Röntgenaufnahmen von Quarz.

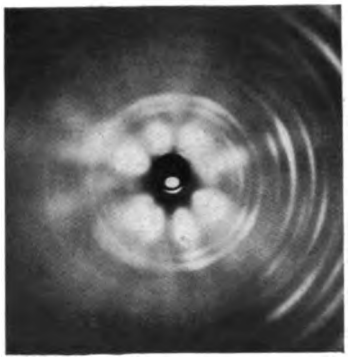
Interferenzkreise	Glanzwinkel	Durchmesser für $R = 90$ mm*	Bemerkungen
$10\bar{1}0\,\beta$	4,3°	27	
$10\bar{1}0\,\alpha$	4,8	30	Prisme 1. Art
$10\bar{1}1\,\beta$	5,4	34	
$10\bar{1}1\,\alpha$	6,1	39	Pyramide 1. Art, sehr intensiv
$11\bar{2}0\,\beta$	7,4	47	
$11\bar{2}1\,\beta$	8,2	53	
$11\bar{2}0\,\alpha$	8,3	54	Prisme 2. Art
$20\bar{2}0\,\beta$	8.6	56	
$11\bar{2}1\,\alpha$	9,2	60	
$20\bar{2}1\,\beta$	9.2	60	
$20\bar{2}0\,\alpha$	9,6	63	2. Ordnung von 1010
$0003\,\beta$	10.1	66	
$20\bar{2}1\,\alpha$	10.4	68	
$20\bar{2}2\,\beta$	10.9	72	2. Ordnung von 1011
$0003\,\alpha$	10.4	75	Basis, ziemlich schwach

* = Abstand Probe-Film. Im Original 90 mm, in Abb. 2 bis 5, 9 und 10 90 mm, in Abb. 12 bis 19 54 mm.

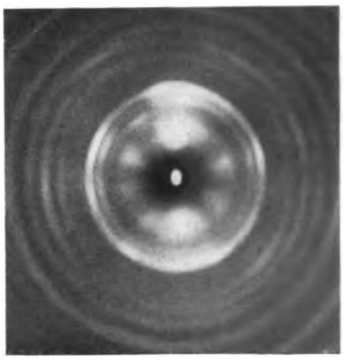
Digitized by Google



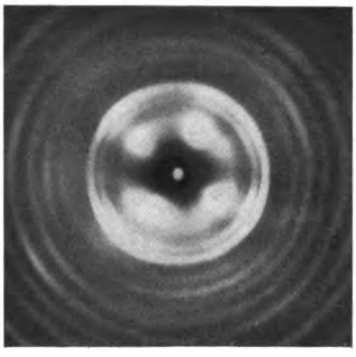
Aufnahme senkrecht zum Probeplättchen.



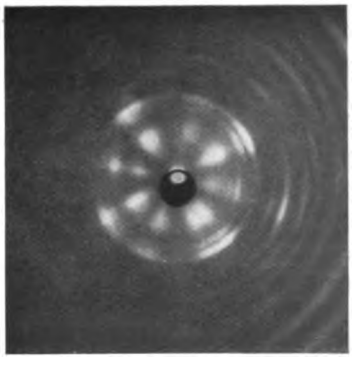
$\alpha = -80°$.



$\alpha = 40°$.

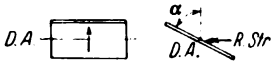


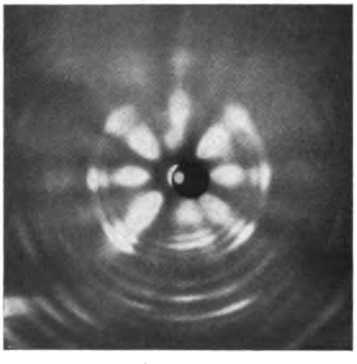
$\alpha = +40°$.



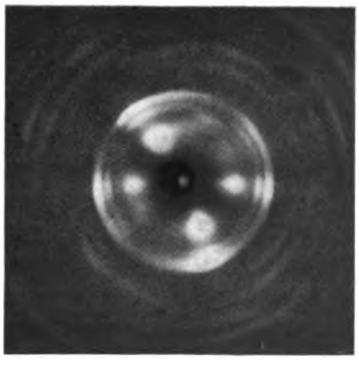
$\alpha = +80°$.

Probeplättchen um waagerechte Achse gedreht.

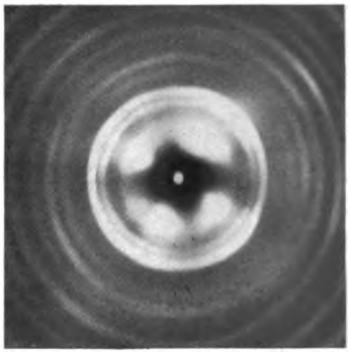




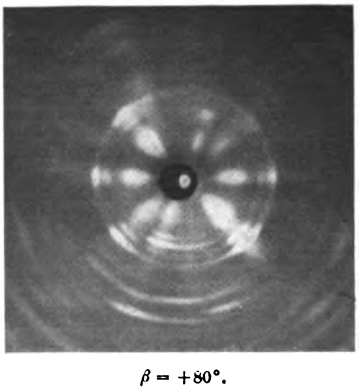
$\beta = -80°$.



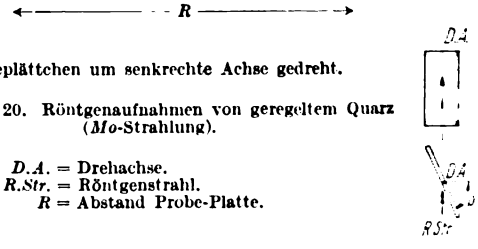
$\beta = -40°$.



$\beta = +40°$.



$\beta = +80°$.



Probeplättchen um senkrechte Achse gedreht.

Abb. 12 bis 20. Röntgenaufnahmen von geregeltem Quarz (*Mo*-Strahlung).

D.A. = Drehachse.
R.Str. = Röntgenstrahl.
R = Abstand Probe-Platte.

geteilte Beispiel wurde ein Plättchen von 1 mm Dicke und rund 1 cm² Größe senkrecht zur Oberfläche, und aus dieser Lage um die Quer- und Längsrichtung um 20, 40, 60 und 80° nach beiden Seiten herausgedreht, durchleuchtet. Abb. 12 bis 20 zeigen einige auf diese Weise erhaltenen Aufnahmen. Die Anzahl von etwa 15 bis 20 Aufnahmen erwies sich für eine einigermaßen vollständige Lagenbestimmung als notwendig. Die Präparate

Digitized by Google

sind ja in der Regel nicht genau nach geologischen Hauptrichtungen orientiert, was die Auswertung erschwert. Die Ausmessung einer einzelnen Aufnahme ist ziemlich unsicher; erst die Übereinstimmung einer größeren Zahl von Schnitten sichert den Befund.

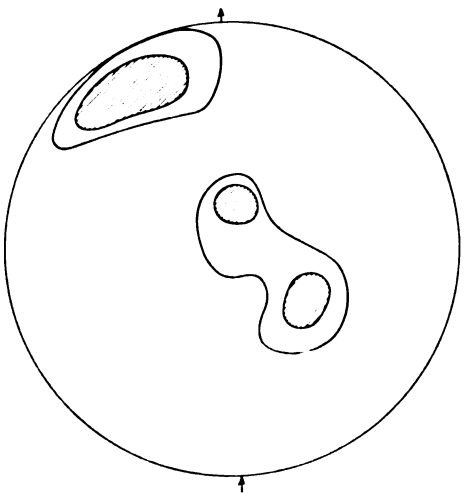


Abb. 21. Prisma 1. Art.

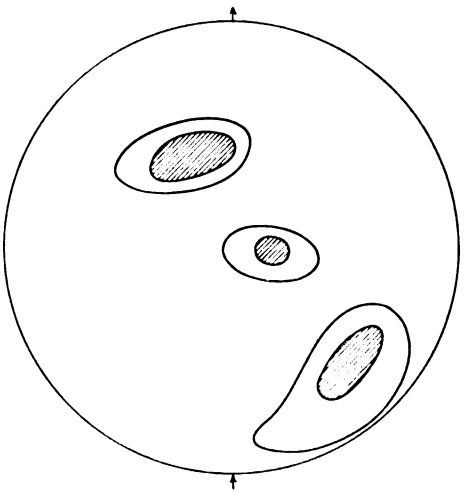


Abb. 22. Prisma 2. Art.

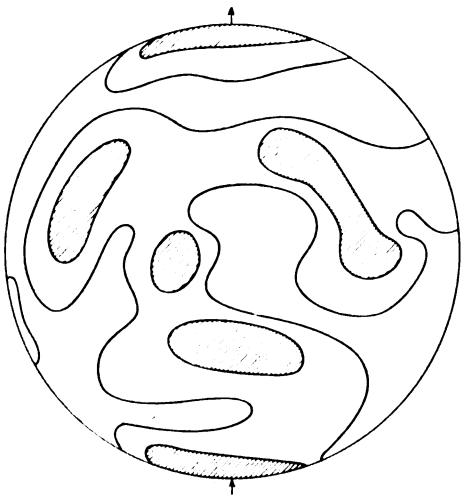


Abb. 23. Pyramide.

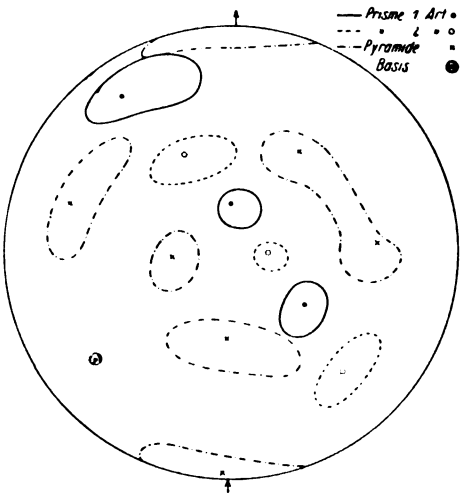


Abb. 24. Röntgenographisch festgestellte Lagenmannigfaltigkeit eines geregelten Quarzits.

Abb. 21 bis 23. Ergebnis der Auswertung von Röntgenaufnahmen für verschiedene Flächen.

Das Ergebnis einer Lagenaufnahme an einem Quarzpräparat zeigen Abb. 21 bis 24. Die in Abb. 21 bis 23 schraffiert eingetragenen Gebiete geben für die verschiedenen Flächen: 1010, 1120 und 1121 die Kristallagen an, welche besondere starke Röntgeninterferenzen liefern. Die Lagengebiete 2. Intensität sind in den Abb. 21 bis 23 durch einfache Begrenzung markiert. In Abb. 24 sind die Gebiete 1. Intensität für die drei ausgewerteten Flächen, Prisma 1. und 2. Art und Pyramide, zusammen dargestellt. Die eingetragenen Punkte zeigen, daß diese Lagenmannigfaltigkeit durch eine einzige Kristallage mit ziemlich geringer Streuung gedeutet werden kann. Die *c*-Achse liegt nahezu in der Ebene des Präparates, ebenso ein Prisma 1. Art.

Literaturhinweise.

1. Bruno Sander: Gefügekunde der Gesteine usw. Julius Springer, Wien 1930.
2. Bruno Sander: Zur petrographisch-tektonischen Analyse II. Jahrb. Geolg. Bundesanstalt Wien Bd. 75. 1925.
3. Walter Schmidt: Zur Quarzgefügeregel. Fortschr. d. Mineralogie Bd. 11. 1927.
4. G. Sachs und E. Schiebold: Z. V. d. I. Bd. 69, S. 1557/61. 1925.
5. Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 873/88, 889/906. 1927; Bd. 50, S. 477/84. 1929.

Digitized by Google

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten

Sonderheft XVIII:
Arbeiten aus dem **Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung** und dem **Staatlichen Materialprüfungsamt** zu Berlin-Dahlem

Inhalt

Seite

Bauer, O., und **O. Vollenbruck.** Über den Angriff von Metallen durch Insekten. (II. Mitteilung) 3

Ageew, N., M. Hansen und **G. Sachs.** Entmischung und Eigenschaftsänderungen übersättigter Silber-Kupferlegierungen 3

Bauer, O., und **K. Sipp.** Der Einfluß von Phosphor, Schwefel, Nickel und Chrom auf das Wachstum des Gußeisens 15

Schmid, E. Über die Temperaturabhängigkeit der Plastizität von Kristallen 23

Fahrenhorst, W., und **E. Schmid.** Über die Temperaturabhängigkeit der Kristallplastizität. II. 26

Meissner, W., M. Polanyi und **E. Schmid.** Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium. XII. Plastizität von Metallkristallen bei tiefsten Temperaturen 30

Wassermann, G. Über die Zerreißfestigkeit und Spaltbarkeit von Wismut- und Antimonkristallen 35

Sachs, G., und **J. Weerts.** Elastizitätsmessungen mit Röntgenstrahlen 39

Boas, W., und **E. Rupp.** Über Elektronenbeugung an sauerstoffbedecktem Wolfram . . . 45

Bauer, O., und **O. Vogel.** Untersuchungen an technischen Gußlegierungen 51

Mit 186 Abbildungen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1931

Digitized by Google

Digitized by Google

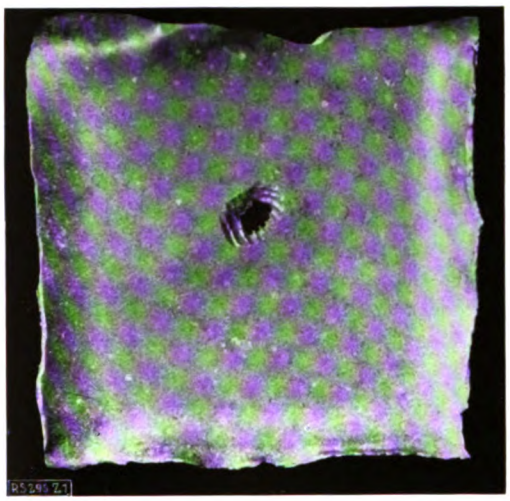
Über den Angriff von Metallen durch Insekten. (II. Mitteilung.)

Von **O. Bauer** und **O. Vollenbruck**[1].

In der I. Mitteilung über Zerstörung von Metallen durch Insekten[2] konnten wir über den Angriff von Blei und Zinn durch zwei Käferarten, Dermestes peruvianus und Dermestes lardarius, berichten. Eigene Versuche ergaben, daß bereits die nur wenig härteren Metalle, Aluminium und Zink von obigen Käfern nicht mehr zerstört werden konnten.

Inzwischen sind uns von Herrn Klempnermeister Kennemann (Prenzlau) Proben von einer Zinkbedachung zugegangen, die mit Sicherheit darauf schließen lassen, daß die auftretenden Zerstörungen ebenfalls von Insekten herrühren. Die Abb. 1 und 2 zeigen in etwa zweifacher linearer Vergrößerung die übersandten Zinkblechstücke.

Die Anfressungen lagen ausschließlich auf der der Holzverschalung zugekehrten Seite des Zinkblechs. Das Blech ist vor etwa 4 bis 5 Jahren aufgelegt worden. Die Art der Anfressungen (rillenartige Vertiefungen, die bis zu Durchlöcherungen geführt haben) ist kennzeichnend für Insektenangriff.



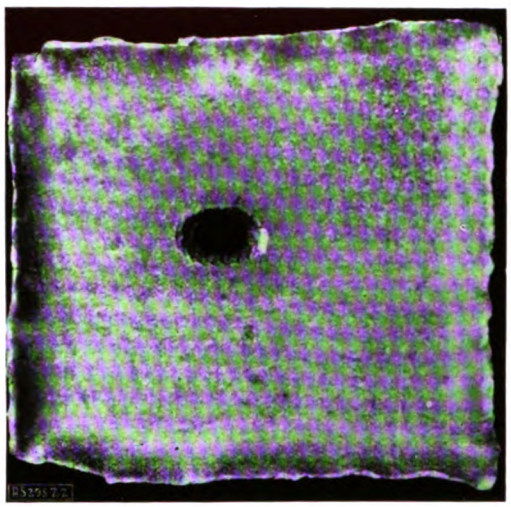


Abb. 1 und 2. Zinkblech von Insekten angegriffen. (1,95 × vergr.).

Nach Ansicht des Direktors des Deutschen Entomologischen Instituts der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft, Herrn Dr. W. Horn, kämen hier in erster Linie zwei Arten von Bockkäfern (Cerambyciden) in Frage, und zwar Acanthocinus aedilis L. und Spondylis buprestoides L.

Schließlich wäre auch noch eine kleine Art von Holzwespen der Gattung Sirex zu berücksichtigen.

Die endgültige Entscheidung, welches Insekt für die Zerstörung verantwortlich zu machen ist, ließ sich nur treffen, wenn es gelingen sollte, Reste der Schädlinge aufzufinden. Unseres Wissens ist eine Zerstörung von Zink durch Insekten bisher in der Literatur noch nicht beschrieben worden.

[1] Original: Z. Metallkunde 1931, Heft 4, S. 117.
[2] Sonderheft XIII, S. 3. 1930.

Entmischung und Eigenschaftsänderungen übersättigter Silber-Kupferlegierungen.

Von **N. Ageew, M. Hansen** und **G. Sachs**[1].

Die Eigenschaftsänderungen, welche beim Anlassen übersättigter Mischkristalle eintreten, eröffnen der Technik immer neue Anwendungs- und Verbesserungsmöglichkeiten für Legierungen. Man sollte daher annehmen, daß die Vorgänge, die sich dabei in den in Frage kommenden Legierungen abspielen, heute geklärt sind. In Wirklichkeit besteht aber noch nicht einmal über die wichtigsten Grunderscheinungen Einigkeit. Die Anwendung röntgenographischer Verfahren[1] hat sogar gezeigt, daß die Aufstellung der ersten Unterlage, der Löslichkeitsgrenze im Zustandsschaubild, bisher noch mit grundsätz-

[1] Original: Z. Physik Bd. 66, S. 350—376. 1930.

[1] N. Ageew u. G. Sachs: Z. Physik Bd. 63, S. 293—303. 1930.

Digitized by Google

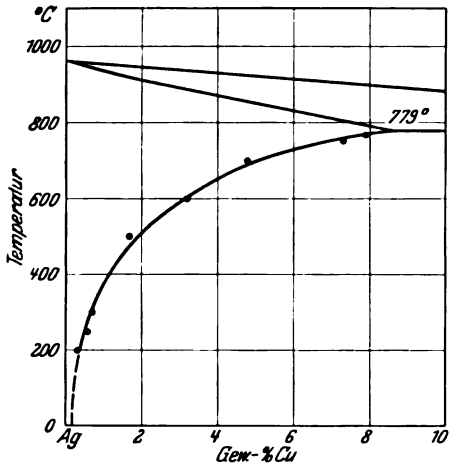


Abb. 1. Sättigungsgrenze der Ag-reichen Mischkristalle im System Ag – Cu.

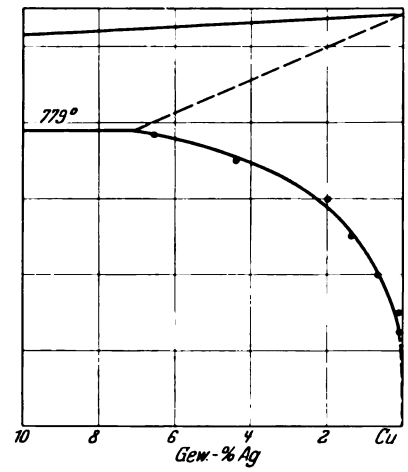


Abb. 2. Sättigungsgrenze der Cu-reichen Mischkristalle im System Ag – Cu.

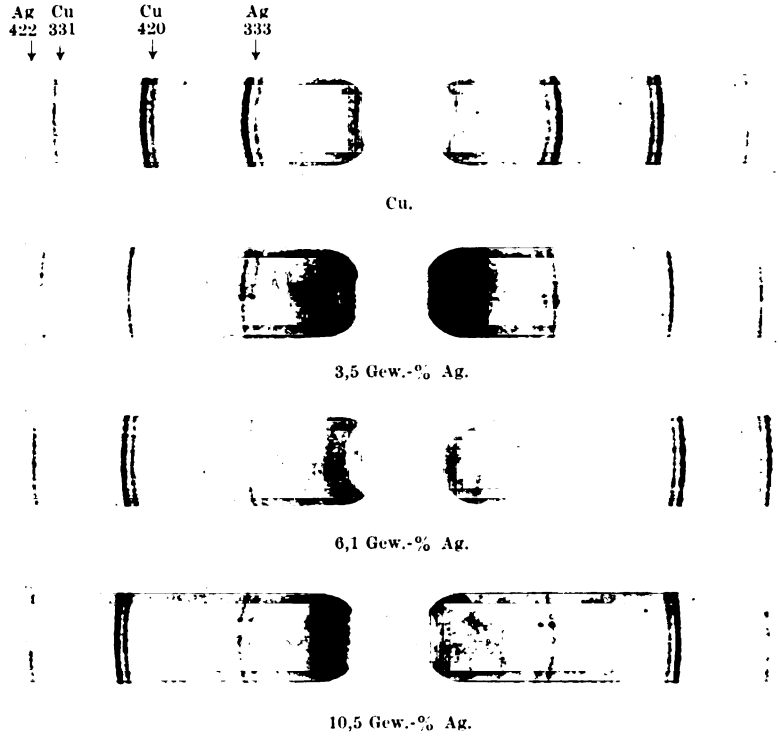


Abb. 3. Präzisionsaufnahmen von Cu-Ag-Legierungen (neben Ag) nach dem Abschrecken bei 770°.

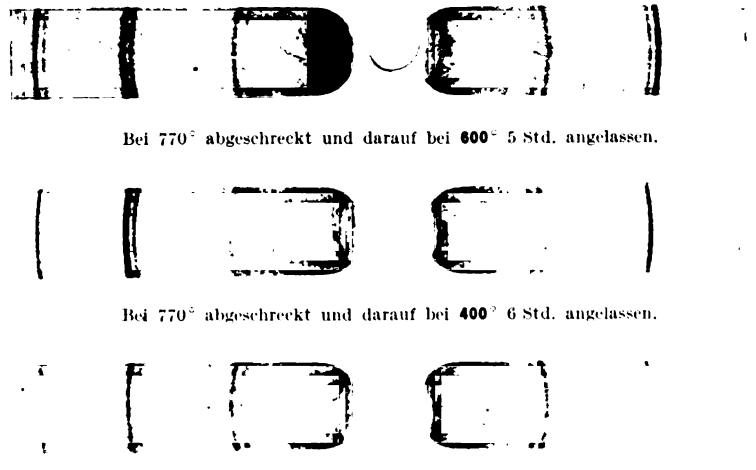


Abb. 4. Präzisionsaufnahmen einer Cu-Ag-Legierung mit 10,5 Gew.-% Ag, nach dem Abschrecken bei 770° und längerem Anlassen auf verschiedene Temperaturen.

lichen Fehlern behaftet war. Der Ausscheidungsvorgang läßt sich eindeutig ebenfalls nur auf röntgenographischem Wege verfolgen. Ein zahlenmäßig durchgeführter Vergleich mit Eigenschaftsänderungen liegt bisher nur bei Aluminium-Kupferlegierungen vor[1]. Hierbei zeigte es sich, daß eine Festigkeitssteigerung, die eigentliche Veredelung, schon eintritt, wenn eine Ausscheidung noch nicht feststellbar ist, und ferner, daß die Wirkungen der Ausscheidung teilweise andersartig sind als die Veredelungserscheinung. An anderen Legierungen scheinen jedoch die Vorgänge nach den bisherigen Beobachtungen weniger verwickelt zu sein. Meist wird — bisher ohne schlüssigen Beweis — eine Parallelität zwischen Ausscheidung und Härtung angenommen. Der elektrische Widerstand zeigt jedoch eine besondere Anomalie darin, daß er in der Regel höher ausfällt, als nach der Ausscheidung zu erwarten ist, ja in vielen Fällen sogar anfänglich ansteigt, anstatt abzufallen.

Zur Klärung dieser Zusammenhänge ist im folgenden zunächst an Silber-Kupferlegierungen der einfachste Fall einer Veredelung verfolgt worden. Die Einfachheit dieses Systems ist dabei besonders durch zwei Tatsachen gekennzeichnet: 1. dadurch, daß sich die eine Komponente nahezu rein ausscheidet, und 2. dadurch, daß die ausgeschiedene Kristallart das gleiche Gitter wie der übersättigte Mischkristall besitzt[2]. Und zwar gilt beides in gleicher Weise für die Silberseite wie für die Kupferseite des Systems.

Veredelungserscheinungen an silberreichen Legierungen sind schon von Fraenkel[3] und nach ihm von verschiedenen Forschern studiert worden[4]. Über die Veredelung kupferreicher Legierungen liegen bisher nur einige Härtemessungen von Weinbaum[5] vor. Ein näheres Eingehen auf die Ergebnisse dieser Arbeiten erübrigt sich jedoch, da sie nur kleine Teile des hier angeschnittenen Problems behandeln.

Gemäß den oben skizzierten Fragestellungen haben wir nun an diesem System vergleichende Messungen des Zerfallvorgangs, der Härte und des elektrischen Widerstands durchgeführt. Es zeigt sich, daß bei der Ver-

[1] Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Metallwirtsch. Bd. 8, S. 671—680. 1929.

[2] Vgl. M. Hansen: Z. Physik Bd. 59, S. 466 bis 496. 1930.

[3] W. Fraenkel: Z. anorgan. Chem. Bd. 154, S. 386—394. 1926. — W. Fraenkel u. P. Schaller: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 237—243. 1928.

[4] A. L. Norbury: J. Inst. Metals Bd. 39, S. 145—161. 1928. — O. Weinbaum: Z. Metallkunde Bd. 21, S. 397—405. 1929. — M. Hansen: Z. anorgan. Chem. Bd. 186, S. 41—48. 1930.

[5] O. Weinbaum: Z. Metallkunde Bd. 21, S. 397—405. 1929.

Digitized by Google

edelung im System Ag—Cu die Härte etwa mit der Menge der Ausscheidung zunimmt. Der Widerstand bleibt höher, als nach dem Betrage der Ausscheidung zu erwarten ist, und zwar in einem der Ausscheidungsmenge bzw. der Härtesteigerung entsprechenden Maße.

Löslichkeitsgrenzen. Zunächst müssen als Grundlage für eine solche Untersuchung die Löslichkeitsgrenzen im festen Zustande bekannt sein. Ihre Bestimmung wurde auf röntgenographischem Wege neu vorgenommen.

Über das Verfahren und die Bestimmung der Löslichkeitsgrenze auf der Silberseite ist schon ausführlich berichtet worden[1]. Abb. 1 zeigt nochmals das Ergebnis. Die röntgenographische Festlegung verschiebt die Grenze gegenüber den früheren Bestimmungen erheblich nach kleineren Cu-Konzentrationen hin.

Die in gleicher Weise festgelegte Sättigungsgrenze auf der Kupferseite zeigt Abb. 2[2]. Hierzu wurden entsprechend Zahlentafel 1 eine Anzahl von Legierungen verschiedenen Wärmebehandlungen unterworfen. Die Glühungen wurden über 300° im Vakuum, darunter im Ölbade vorgenommen. Um die erforderliche Genauigkeit der Gitterkonstantenbestimmung zu erreichen, wurden Differentialmessungen gegen Silber durchgeführt. Hierzu wurden in die in Form von 5 mm starken Stäbchen vorliegenden Proben vor der Behandlung Silberstifte von 3,5 mm Dmr. quer eingesetzt, und die Proben wurden dann zylindrisch abgedreht. Die an den fertig behandelten Proben in gleicher Weise wie früher[3] aufgenommenen Präzisionsaufnahmen, von denen Abb. 3 und 4 eine Auswahl zeigen, enthalten neben den ($K\alpha$-) 420- und 331-Linien der Legierungen auch die 333- und 422-Linien des Silbers. Die 333-Linien des Silbers allein genügen, um an Hand der gut bekannten Gitterkonstante des Silbers $a = 4{,}077_7$ Å den genauen rechnerischen Abstand Probe—Platte und mit diesem Abstand die Gitterkonstanten der Legierungen zu bestimmen. Zahlentafel 1 und Abb. 5 bringen das Ergebnis der Ausmessungen.

Zahlentafel 1. Gitterkonstanten von verschieden behandelten Kupfer-Silberlegierungen.

Zusammensetzung		Behandlung		Gitterkonstante
Gew.-% Ag	Atom-% Ag	Abgeschreckt von	Geglüht bei	Å
0	0	—	—	$3{,}608_1$
1,6	0,95	770°, 6 Std.	—	$3{,}615_7$
3,5	2,1	770°, 6 „	—	$3{,}621_8$
4,6	2,75	770°, 6 „	—	$3{,}626_2$
6,1	3,7	770°, 6 „	—	$3{,}629_7$
10,5	6,5	770°, 6 „	—	$3{,}631_7$
10,5	6,5	770°, 6 Std.	**700°**, 5 Std.	$3{,}625_8$
10,5	6,5	770°, 6 „	**600°**, 5 „	$3{,}616_9$
10,5	6,5	770°, 6 „	**500°**, 5 „	$3{,}613_8$
10,5	6,5	770°, 6 „	**400°**, 6 „	$3{,}610_8$
10,5	6,5	770°, 6 „	**300°**, 24 „	$3{,}608_9$
10,5	6,5	770°, 6 „	**250°**, 191 „	$3{,}609_0$

[1] N. Ageew u. G. Sachs: a. a. O.

[2] Anm. bei der Korrektur: Kürzlich hat D. Stockdale (J. Inst. Metals, Advance Copy No. 559, 1931) den in den Abb. 1 u. 2 dargestellten Verlauf der Löslichkeitsgrenzen durch mikroskopische Untersuchungen und Widerstandsbestimmungen an abgeschreckten Proben bestätigt.

[3] G. Sachs u. J. Weerts: Z. Physik Bd. 60, S. 481—490. — N. Ageew u. G. Sachs: a. a. O.

Hieraus ergibt sich in der früher mitgeteilten Weise die Sättigungskurve Abb. 2. Die Sättigungskonzentrationen bei verschiedenen Temperaturen sind in Zahlentafel 2 zusammengestellt. Auf der Silberseite löst sich

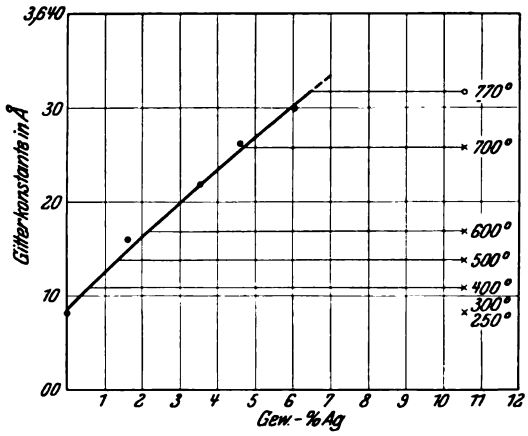


Abb. 5. Gitterkonstanten abgeschreckter und bei verschiedenen Temperaturen angelassener kupferreicher Cu-Ag-Legierungen.

danach in Gewichtsanteilen ausgedrückt im Höchstfalle fast die gleiche Menge Kupfer wie auf der Kupferseite Silber. In Atomanteilen sind es jedoch nur rund 4% Silber gegenüber 14% Kupfer. Dieses unterschiedliche Verhalten zweier sonst einander so ähnlicher Stoffe ist zunächst auffallend. Vielleicht hängt dies jedoch damit zusammen, daß die ganze Sättigungskurve bei sonst gleichartigem Verlauf auf der Kupferseite gegenüber der auf der Silberseite zu höheren Temperaturen verschoben erscheint. Es entspricht dies etwa auch dem um 100° höheren Schmelzpunkt des Kupfers, sowie seiner um den gleichen Betrag höheren charakteristischen Temperatur.

Zahlentafel 2. Löslichkeit von Silber in Kupfer bei verschiedenen Temperaturen.

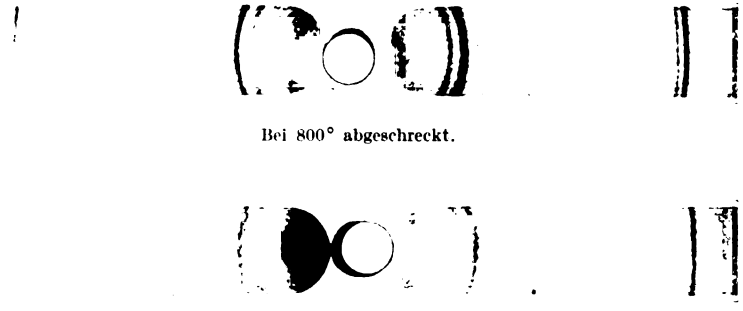
Temperatur °C	Gitterkonstante Å	Silbergehalt Gew.-%	Silbergehalt Atom-%	Bemerkungen
250	$3{,}609_0$	0,1	0,1	
300	$3{,}608_9$	0,1	0,1	
400	$3{,}610_8$	0,6	0,4	
500	$3{,}613_8$	1,4	0,8	
600	$3{,}616_9$	2,1	1,2	
700	$3{,}652_8$	4,6	2,7	
770	$3{,}631_7$	6,5	4,0	
(779)	—	(7,0)	(4,3)	Extrapoliert

Untersuchungen an silberreichen Legierungen.

Der Ausscheidungsvorgang.

Präzisionsaufnahmen von einer abgeschreckten und danach auf geeignete Temperaturen und Zeiten angelassenen Legierung mit 6,3 Gew.-% Cu lassen den Zerfall des Mischkristalls entsprechend Abb. 6 bis 9 daran erkennen, daß neue verwaschene Linien auftreten. Bei einer bestimmten Anlaßtemperatur nimmt die Intensität dieser Linien mit der Anlaßdauer auf Kosten der ursprünglichen zu, bis diese mit der völligen Entmischung der übersättigten Mischkristalle verschwunden sind. Ihren Ort ändern die neuen Linien dabei nicht, wenigstens nicht innerhalb der wegen der Verwaschenheit ge-

Digitized by Google



Bei 800° abgeschreckt.

1008 Std. bei 150° angelassen.

Abb. 6. Präzisionsaufnahmen einer Ag-Cu-Legierung mit 6,3 Gew.-% Cu; bei 800° abgeschreckt und bei 150° angelassen.

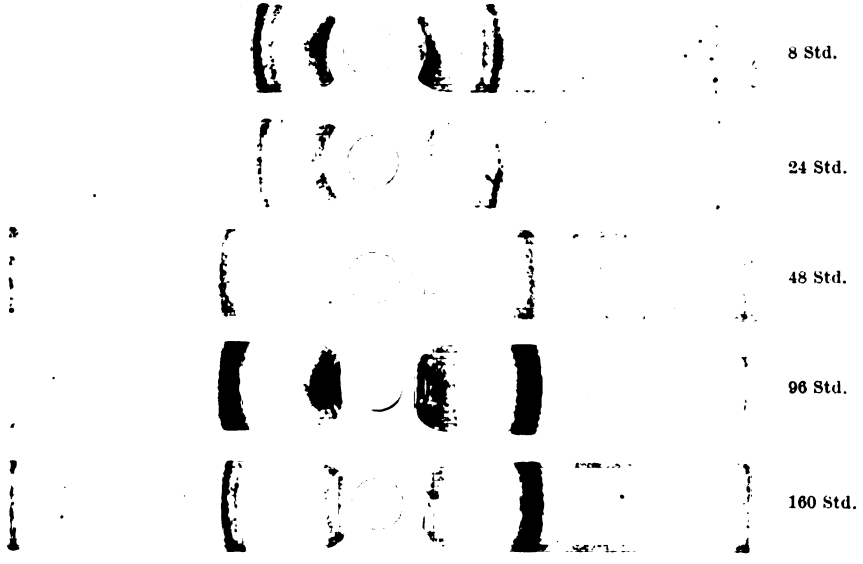


Abb. 7. Präzisionsaufnahmen einer Ag-Cu-Legierung mit 6,3 Gew.-% Cu; bei 800° abgeschreckt und bei 200° angelassen.

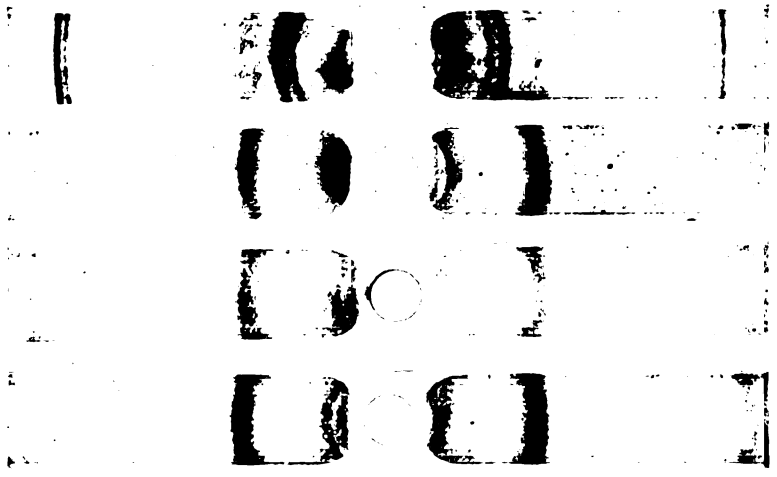


Abb. 8. Präzisionsaufnahmen einer Ag-Cu-Legierung mit 6,3 Gew.-% Cu; bei 800° abgeschreckt und bei 250° angelassen.

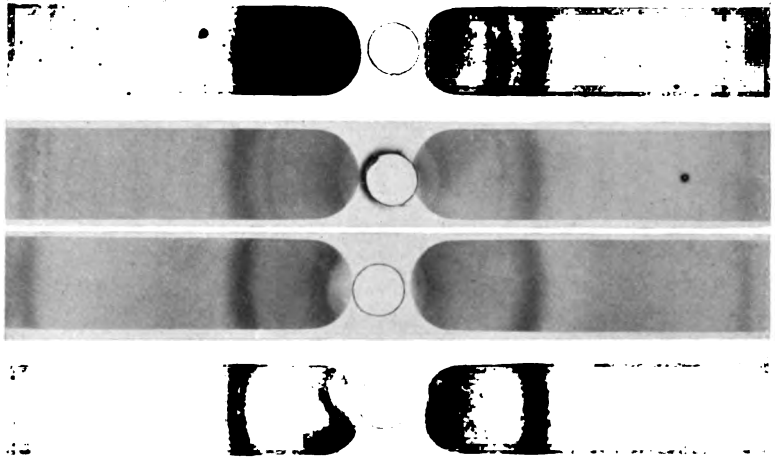


Abb. 9. Präzisionsaufnahmen einer Ag-Cu-Legierung mit 6,3 Gew.-% Cu; bei 800° abgeschreckt und bei 300° angelassen.

Digitized by Google

ringen Meßgenauigkeit. Auch die ursprünglichen Linien bleiben, wie Abb. 10 an zwei Beispielen zeigt, unverändert am gleichen Ort und auch in ihrem Aussehen (Körnigkeit). Nach längerem Anlassen nimmt dann die Verwischung der neuen Linien ab und schließlich spaltet sich das $K\alpha$-Dublett scharf auf, als Zeichen dafür, daß das neue Gitter sich nunmehr dem endgültigen ungestörten Zustand nähert.

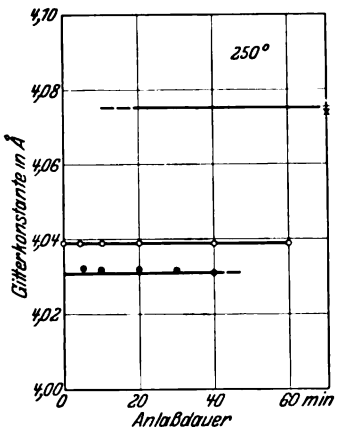


Abb. 10. Gitterkonstanten von übersättigten silberreichen Ag-Cu-Legierungen während des Zerfalls.
Zeichenerklärung: ● × 7,5 Gew.-% Cu, ○ + 6,3 Gew.-% Cu, ●○ Übersättigter Mischkristall, × + Neues Gitter, stark verwaschen.

Beim Anlassen ändert sich also danach die Konzentration des übersättigten Mischkristalls nicht allmählich, wie es z. B. bei Al-Cu-Legierungen beobachtet war[1]. Es entstehen vielmehr örtlich Gitterbereiche, die bis zur völlig stabilen Konzentration (bei der betreffenden Anlaßtemperatur) an Kupfer verarmt sind.

Diese Tatsache bietet die Möglichkeit, nach den Röntgenaufnahmen den jeweils zerfallenen Mengenanteil abzuschätzen. Das Ergebnis der Schätzung für die Legierung mit 6,3% Cu bei verschiedenen Anlaßtemperaturen zeigt Abb. 11. Die von 6 Beobachtern unabhängig vorgenommenen Schätzungen decken sich auf etwa $\pm$ 10%. Danach schreitet der Zerfall — anscheinend nach einer kleinen Anlaufperiode — ungefähr proportional der Anlaßdauer fort.

Sehr eigentümlich ist nach Abb. 11 der Temperatureinfluß auf die Zerfallsgeschwindigkeit. Nimmt man als deren Maß etwa die Zeit, bei der 50% des übersättigten Mischkristalls zerfallen sind, so erhält man bei

150°	~1400 Std.
200°	30 „
250° . . . . . (22 u. 37)	30 min.
300°	7 „

Während danach die Reaktion bei 150° rund 50mal so langsam wie bei 200° und bei 200° ebenfalls rund 50mal so langsam wie bei 250° vor sich geht, verläuft sie bei 250° nur rund 4mal so langsam wie bei 300°.

Bei verschiedenen Konzentrationen geht der Entmischungsvorgang, wie Abb. 12 zeigt, grundsätzlich gleichartig vor sich. Eine zahlenmäßige Feststellung der Konzentrationsabhängigkeit scheiterte jedoch daran, daß in den Legierungen mit geringstem Kupfergehalt auch im abgeschreckten Zustand in den Röntgenaufnahmen Linien der bei niedriger Temperatur stabilen Konzentration auftraten und somit kein eindeutiger Materialzustand vorlag. Jedenfalls genügte das Glühen vor dem Abschrecken (770° 6 Std.) bei diesen Legierungen noch nicht, um alles in Lösung zu bringen. Abb. 12 läßt nur ungefähr erkennen, daß die Zerfallsgeschwindigkeit mit der Konzentration zunimmt[1], und zwar besonders

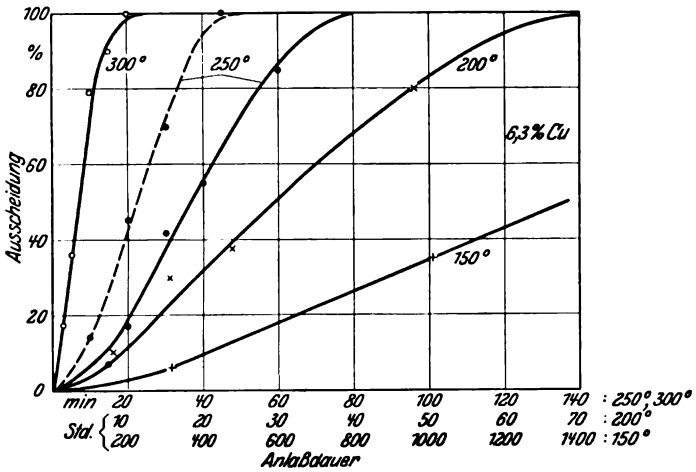


Abb. 11. Kinetik des Entmischungsvorganges einer Ag-Cu-Legierung mit 6,3 Gew.-% Cu bei verschiedenen Temperaturen.

stark bei größeren Kupfergehalten. Bei der Legierung mit 11% Cu ist die Zerfallsgeschwindigkeit praktisch die gleiche wie bei der Legierung mit 7,5% Cu, die sehr nahe der Sättigungsgrenze (bei 770°, vgl. Abb. 1) liegt. Anwesende Kupferteilchen haben also hierauf nur geringen Einfluß.

Die neuentstandenen Linien nach Abb. 12 sind ferner um so stärker verwaschen, je höher der Kupfergehalt ist. Beim niedrigsten Kupfergehalt ist eine Verbreiterung nicht mehr festzustellen.

Wir werden sehen, daß auch die anderen Effekte mit der Konzentration zunehmen. Es besteht also ein gewisser Zusammenhang zwischen Linienverbreiterung und Veredelungseffekt.

Das Scharfwerden der Röntgeninterferenzen nach längerem Anlassen ist mit anderen Geschwindigkeiten behaftet wie der Zerfallsvorgang. Wie Abb. 6 bis 9 zeigen, spaltet das $K\alpha$-Dublett bei niedrigen Anlaßtemperaturen schon auf, wenn erst ein Bruchteil des übersättigten Mischkristalls zerfallen ist, bei höheren Anlaßtemperaturen dagegen erst nach völliger Ausscheidung. Der Temperaturkoeffizient des Scharfwerdens ist also kleiner als der des Zerfalls.

Es hat uns dann besonders die Frage interessiert, welche Aussagen durch die Röntgenuntersuchungen über den Zustand des Gitters ermöglicht werden. Die Aufnahmen an Legierungen höherer Konzentration zeigen durchweg, daß während der Ausscheidung neben fast störungsfreien Bereichen der übersättigten Mischkristalle stark gestörte Bereiche der stabilen Konzentrationen vorhanden sind. Worin diese Störung besteht, läßt sich nicht eindeutig sagen. Die Verwaschenheit der Interferenzen

[1] Frhr. v. Göler u. G. Sachs: a. a. O.

[1] Vgl. P. Schaller: Diss. Frankfurt a. M. 1927, S. 29. — M. Hansen: Z. Physik Bd. 59, S. 466—496. 1930.

Digitized by Google

kann entweder davon herrühren, daß es sich um sehr kleine Gitterbereiche handelt, oder davon, daß starke innere Spannungen auftreten, die vielleicht durch die ausgeschiedenen Kupferkristalle verursacht sind. Eine Entscheidung zwischen beiden Annahmen ist versuchsmäßig nicht möglich.

Wichtig erschien jedoch die Feststellung, ob sich die Ausscheidung innerhalb jedes Kristalls ohne Störung seiner Einheit abspielt, wie z. B. bei Al-Cu-Legierungen, oder ob die Kristalle dabei zerfallen. Letzteres wurde als wahrscheinlicher angesehen, da die Anwesenheit ungestörter und stark gestörter Bereiche innerhalb desselben Kristalls schwer vorstellbar ist. Es wurden daher

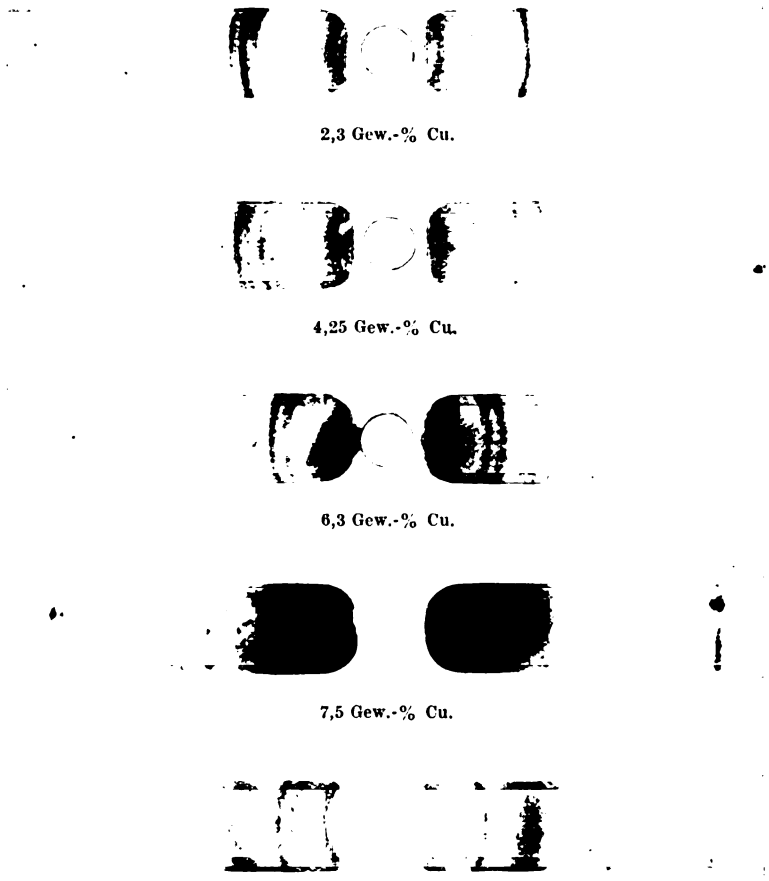


Abb. 12. Präzisionsaufnahmen von Ag-Cu-Legierungen mit verschiedenem Cu-Gehalt; bei 770° abgeschreckt und bei 250° etwa bis zur Hälfte der Ausscheidung angelassen.

durch langsame Erstarrung im Vakuumofen[1] Proben hergestellt, die dem Röntgenbild nach aus einem oder mehreren Kristallen bestanden. Diese waren zunächst chemisch nicht homogen. Nach längerem Glühen bei 770° wurden diese Kristalle dann homogen, und beim Abschrecken blieben sie, wie Abb. 13 und 14 an einer Probe mit 6,5% Cu zeigen, erhalten. Beim Anlassen zerfielen sie nun aber größtenteils in ein ungeordnetes Haufwerk kleiner Kristalle.

Eigentümlicherweise ergab sich auch beim umgekehrten Vorgang ein ganz gleichartiger Mechanismus wie beim Abschrecken und Zerfallen. Ein durch langsame Abkühlung gewonnener Kristall (mit Einlagerungen von Kupfer), der schnell auf hohe Temperatur gebracht, hier kurze Zeit gehalten und dann abgeschreckt wurde, zeigte die Linien des kupferarmen neben denen des kupferreichen Mischkristalls. Er zeigte also nur die Linien beider Grenzkonzentrationen und nicht den Erwartungen gemäß ein allen dazwischenliegenden Konzentrationen entsprechendes breites Band. Die Lösung des Kupfers bei hoher Temperatur erfolgt also auch gewissermaßen unstetig.

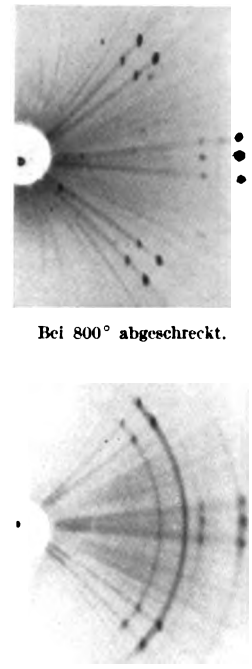


Abb. 13. Drehaufnahmen eines Kristalls einer Ag-Cu-Legierung mit 6,5 Gew.-% Cu während des Zerfalls.

Ferner waren auch dann auf den neuen Linien nicht einzelne Kristallreflexe vorhanden, sondern die Linien fast kontinuierlich geschwärzt. Der Kristall war also ebenfalls zerfallen wie beim Anlassen nach dem Abschrecken.

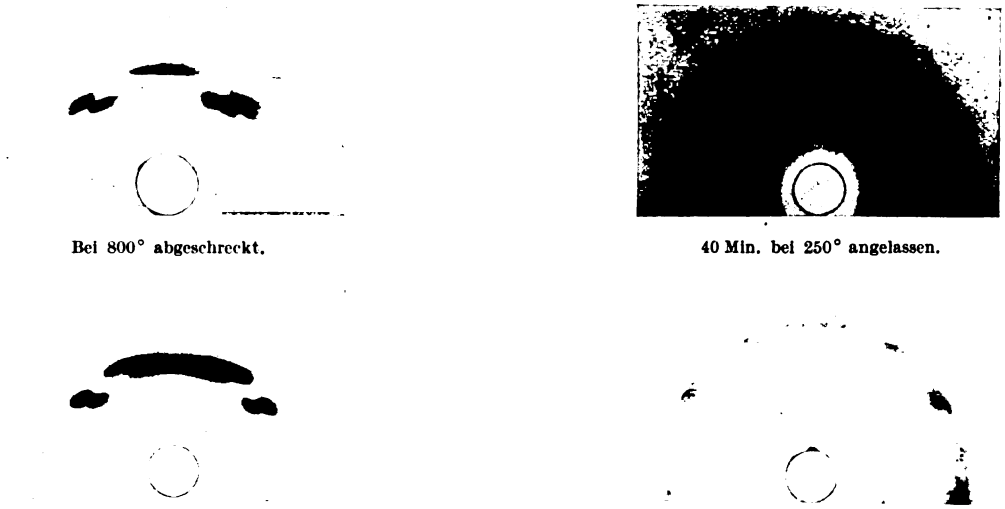
Härte.

Eine Anzahl von Legierungen wurden von 770° abgeschreckt und auf verschiedene Temperaturen angelassen und ihre Kugeldruckhärte[1] (2,5 mm-Kugel, 62.5 kg Belastung, 30 Sek.) ermittelt. Die Ergebnisse sind in Abb. 15 bis 17 zusammengestellt.

[1] G. Sachs u. J. Weerts: Z. Physik Bd. 62, S. 473—493. 1930.

[1] Dem Losenhausenwerk, Düsseldorf-Grafenberg, sind wir für Überlassung eines Härteprüfers zu Dank verpflichtet, der Fa. C. Reichert, Wien, für die Überlassung eines Meßmikroskops.

Digitized by Google



Bei 800° abgeschreckt. 40 Min. bei 250° angelassen.

20 Min. bei 250° angelassen. 20 Std. bei 250° angelassen.

Abb. 14. Präzisionsaufnahmen eines Kristalls einer Ag-Cu-Legierung mit 6,5 Gew.-% Cu während des Zerfalls.

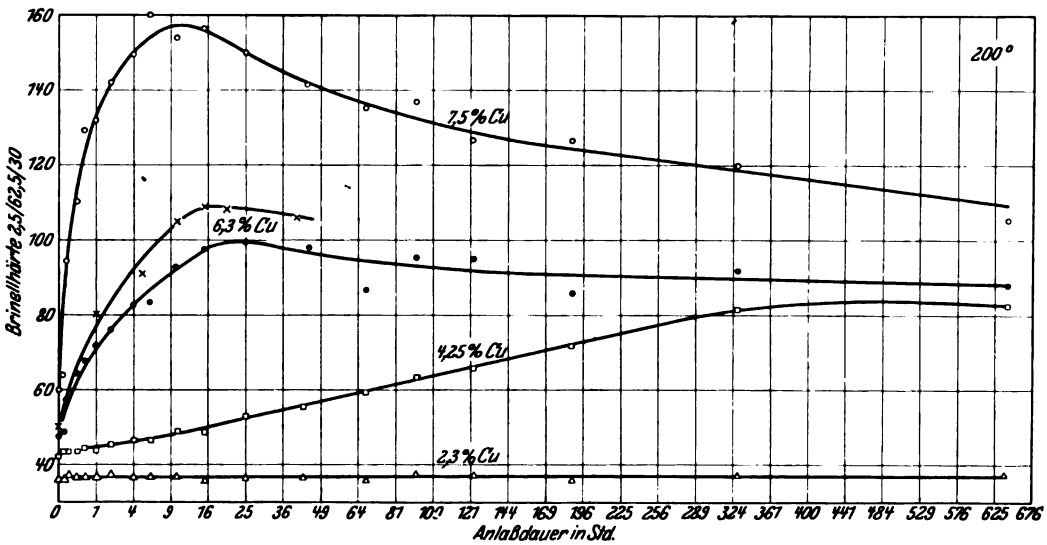


Abb. 15. Änderung der Brinellhärte abgeschreckter Ag-Cu-Legierungen während des Anlassens bei 200°.

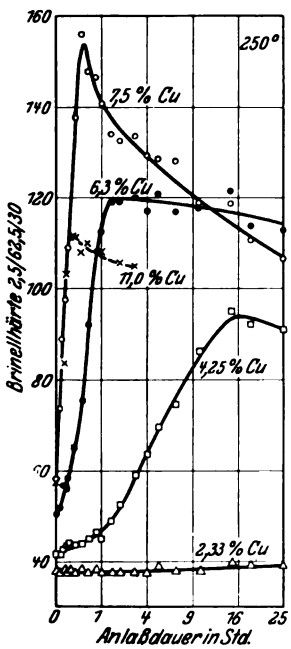


Abb. 16. Änderung der Brinellhärte abgeschreckter Ag-Cu-Legierungen während des Anlassens bei 250°.

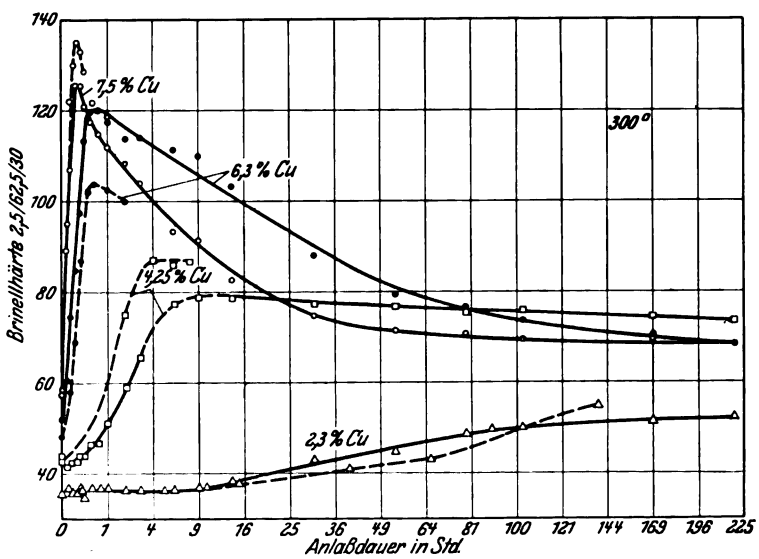


Abb. 17. Änderung der Brinellhärte abgeschreckter Ag-Cu-Legierungen während des Anlassens bei 300°.

Digitized by Google

Zunächst ist zu sagen, daß die Härtewerte sich schlecht reproduzieren ließen, wie z. B. aus den Kurven in Abb. 17 zu erkennen ist. Abweichungen der Werte in gleichartigen Versuchsreihen um 30 und mehr Prozent waren keine Seltenheit. Die Ursache hierfür dürfte darin zu suchen sein, daß die silberreichen Legierungen ihren Zustand bei hohen Temperaturen sehr schnell ändern und infolgedessen gegen geringe Veränderungen der Abschreckbedingungen sehr empfindlich sind. Abb. 18 zeigt z. B. den Einfluß der Abschrecktemperatur und Abb. 19 den Einfluß der Abschreckgeschwindigkeit[1]. Die Erkenntnis der wichtigsten Zusammenhänge wird dadurch jedoch nicht wesentlich beeinträchtigt.

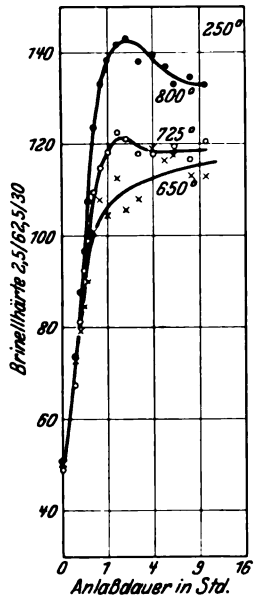


Abb. 18.

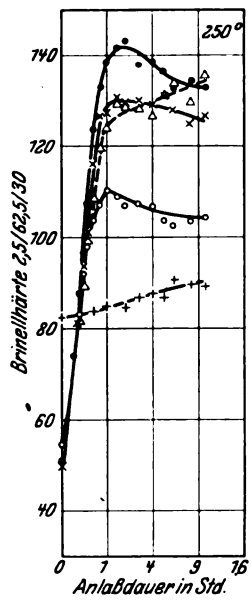


Abb. 19.

Abb. 18. Einfluß der Abschrecktemperatur auf die Änderung der Brinellhärte einer Ag-Cu-Legierung mit 6,6 Gew.-% Cu während des Anlassens bei 250°.

Abb. 19. Einfluß der Abschreckgeschwindigkeit auf die Änderung der Brinellhärte einer Ag-Cu-Legierung mit 6,6 Gew.-% Cu während des Anlassens bei 250°. Abschrecktemperatur 800°.

● Abgeschreckt in kaltem Wasser. × Abgeschreckt in Wasser von 50°. △ Abgeschreckt in Öl. ○ Abgeschreckt in siedendem Wasser. + Abgeschreckt in Luft.

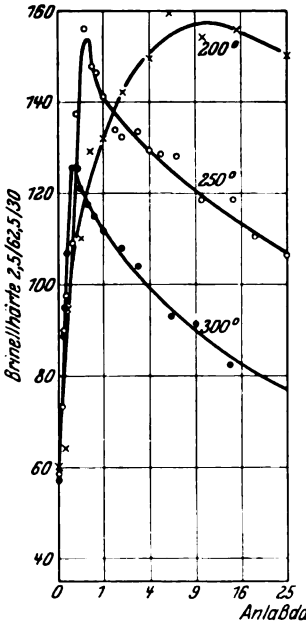


Abb. 20.

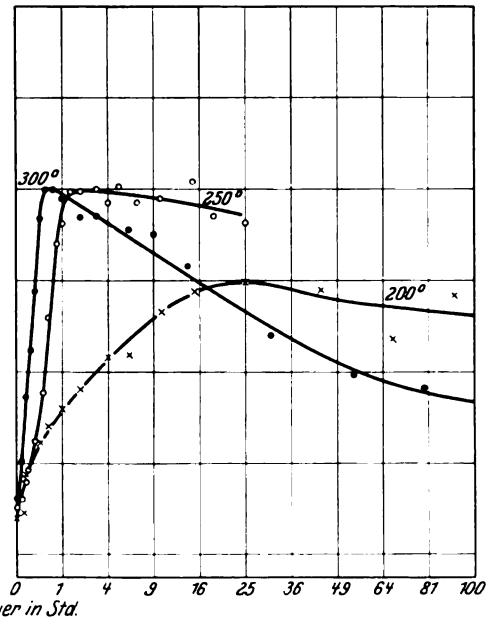


Abb. 21.

Abb. 20. Änderung der Brinellhärte einer abgeschreckten Ag-Cu-Legierung mit 7,5 Gew.-% Cu während des Anlassens bei verschiedenen Temperaturen.

Abb. 21. Änderung der Brinellhärte einer abgeschreckten Ag-Cu-Legierung mit 6,3 Gew.-% Cu während des Anlassens bei verschiedenen Temperaturen.

Es sei auch nochmals auf die Neigung der Legierungen zur Gasaufnahme hingewiesen[2]. An der Luft geglühte und danach abgeschreckte Legierungen härteten beim Anlassen viel langsamer und weniger als die im Vakuum geglühten und ergaben auch von Fall zu Fall in weiten Grenzen schwankende Härtewerte.

Über den Einfluß der Konzentration bei 200, 250 und 300° Anlaßtemperatur geben Abb. 15 bis 17 Aufschluß. Bei allen Legierungen und Temperaturen oberhalb 200° fällt die Härte — soweit feststellbar — nach Überschreiten eines Höchstwertes wieder ab. Je höher der Kupfergehalt, desto schneller der Anstieg und Abfall. Bei der Legierung mit 2,3% Cu ist der Höchstwert anscheinend auch bei 300° innerhalb rund 200 Std. noch nicht erreicht. Die Kurven der Legierungen mit niedrigem Kupfergehalt steigen auch erst nach einer längeren Anlaufzeit auf, ähnlich wie es schon in anderen Systemen beobachtet ist.

Über den Einfluß der Anlaßtemperatur geben die in Abb. 20 und 21 zusammengestellten Versuche an den Legierungen mit 7,5 und 6,3% Cu Aufschluß. Bei den beiden Legierungen werden 50% der maximalen Härtesteigerung etwa nach folgenden Zeiten erreicht:

	Bei 200°	259°	300°
7,5% Cu . . .	20 Min.	4 Min.	2 Min.
6,3% Cu . . .	100 „	30 „	5—10 „

50° Temperaturerhöhung bewirken danach im ganzen Intervall zwischen 200° und 300° eine Steigerung der Härtungsgeschwindigkeit auf rund das Dreifache.

Vergleichen wir diese Zeiten mit denjenigen, welche oben aus den Röntgenaufnahmen für den halben Ablauf des Zerfallsvorganges bei der Legierung mit 6,3% Cu geschätzt sind, so zeigt sich je nach der Temperatur ein ganz verschiedener Zusammenhang. Bei 250 und 300° geht die Härtung praktisch gleichzeitig mit der Ausscheidung vor sich. Bei 200° dagegen wird die gleiche Härte etwa nach 2 Std. erreicht, während 50% Ausscheidung erst nach 30 Std. festgestellt sind.

Dabei fällt noch besonders auf, daß der Härteverlauf bei 200° ganz anders ist als bei 250 und 300°. Bei 200° ist der anfängliche Härteanstieg sehr stark und wird dann immer langsamer, derart, daß der Höchstwert bei der Legierung mit 6,3% Cu erst nach der rund 15fachen Zeit und bei der Legierung mit 7,5% Cu erst nach der 50fachen Zeit erreicht wird als eine 50proz. Härtesteigerung. Die Zeiten für den Höchstwert decken sich auch in der Größenordnung mit den Zeiten für die vollständige Ausscheidung.

[1] Vgl. A. L. Norbury: a. a. O.

[2] N. Ageew u. G. Sachs: a. a. O.

Digitized by Google

Bei 250 und 300° ist das Verhältnis der Zeiten bis zum Härtehöchstwert und zur 50proz. Härtesteigerung dagegen nur rund 5, da die Härte mit der Zeit wesentlich gleichmäßiger ansteigt. Ferner ist diese Verhältniszahl bei den Legierungen mit 7,5 und 6,3% Cu noch erheblich größer als bei den Legierungen mit geringerem Silbergehalt (Abb. 15 bis 17) und auch bei den hochkupferhaltigen Legierungen (vgl. Abb. 32 und 33).

Zusammenfassend ergibt sich also, daß bei Mischkristallen geringer Konzentration und bei hohen Anlaßtemperaturen die Härte etwa entsprechend der Ausscheidungsmenge ansteigt. Diesen Effekt könnte man also als normalen Ausscheidungseffekt ansprechen. Mit zunehmender Konzentration und fallender Anlaßtemperatur überlagert sich aber eine weitere Härtesteigerung, die in den ersten Stadien der Ausscheidung sehr stark wird und dann weiterhin abklingt. Schließlich muß sie sogar wieder abnehmen, da die bei niedriger Anlaßtemperatur erreichte Höchsthärte keineswegs über der bei höheren Temperaturen liegt. Die Ursache dieses anormalen Härteeffektes ist bisher nicht anzugeben. Man könnte vermuten, daß es sich um innere Spannungen handelt, welche die Ausscheidung begleiten. Die starke Wirkung in den Anfangsstadien und der Temperatureinfluß sind mit einer solchen Auffassung verträglich. Jedoch ist nicht recht einzusehen, wodurch eine solche Wirkung innerer Spannungen zustande kommen soll. Alle Versuche, Härteeffekte mit inneren Spannungen zu verknüpfen, sind bisher erfolglos verlaufen.

Daß auch der Härteeffekt keineswegs eine banale Folge der Ausscheidungen sein kann, zeigt der Härteverlauf bei verwickelteren Wärmebehandlungen. Wird z. B. beim Anlassen entsprechend Abb. 22 die Anlaßtemperatur erhöht, so geht die Härtesteigerung danach nicht etwa, wie man erwarten sollte, sofort schneller vor sich, sondern sie bleibt zunächst eine Zeitlang aus.

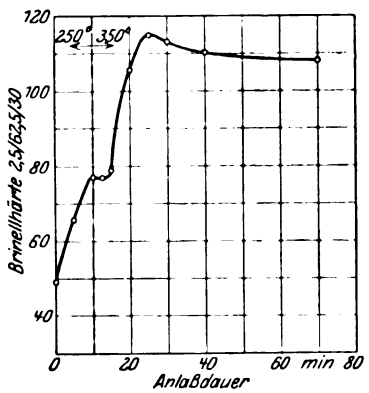


Abb. 22. Änderung der Brinellhärte einer abgeschreckten Ag-Cu-Legierung mit 6,5 Gew.-% Cu während des Anlassens bei 250° (10 Min.) und darauffolgenden Anlassens bei 350°.

Elektrischer Widerstand.

Der Verlauf des elektrischen Widerstandes wurde ebenfalls an abgeschreckten (770°) und auf die gleichen Temperaturen angelassenen Probestäben von 5 mm Durchmesser und 60 mm Länge (50 mm Meßlänge) untersucht. Abb. 23 bis 25 bringen die Ergebnisse der Messungen bei 200, 250 und 300°. Wegen der Ungleichmäßigkeiten in der geometrischen Gestalt der Proben sind nur die prozentualen Widerstandsänderungen angegeben. Die Streuungen in den Messungen sind recht erheblich. In Abb. 23 ist aus diesem Grunde nur die uns besonders interessierende und daher wiederholt beobachtete Kurve für die Legierung mit 6,3% Cu wiedergegeben.

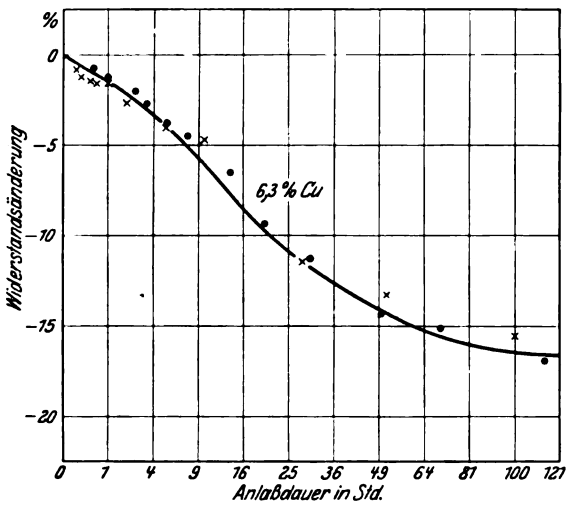


Abb. 23. Änderung des elektrischen Widerstandes einer abgeschreckten Ag-Cu-Legierung mit 6,3 Gew.-% Cu während des Anlassens bei 200°.

Der Widerstand abgeschreckter Legierungen sinkt danach beim Anlassen dem ersten Anschein nach ganz, wie es beim Zerfall eines Mischkristalls in Kristallarten hoher Leitfähigkeit zu erwarten ist. Und zwar geht der Abfall natürlich wieder um so schneller vor sich, je höher der Kupfergehalt und die Anlaßtemperatur sind. Bei den Legierungen mit geringem Kupfergehalt tritt auch im Widerstand eine Anlaufzeit auf. Besonders eingehend ist die Legierung mit 6,3% Kupfer untersucht worden. Nach früheren Versuchen[1] beträgt der Unterschied in den Widerständen einer 6,3proz. und einer 0,5proz. Legierung im abgeschreckten Zustande rund 27%. Da bei 200 bis 300° etwa 0,5% Cu in fester Lösung aufgenommen werden, und da die bei höherem Kupfergehalt anwesenden Kupferkristalle einen nur wenig vom Silbermischkristall mit 0,5% Cu abweichenden Widerstand besitzen, kann auch der Widerstandsunterschied der Legierung mit 6,3% Cu im abgeschreckten und im bis zur völligen Stabilität zerfallenen Zustand mit 27% angesetzt werden.

Der Widerstand ändert sich dann bei der 6,3proz. Legierung um die Hälfte dieses maximalen Unterschiedes in folgenden Zeiten:

200°	50 Std.
250°	160 Min.
300°	20 „

Temperaturerhöhung von 200 auf 250° vergrößert also die Geschwindigkeit der Widerstandsänderung rund auf das 20fache, von 250 auf 300° nur auf das Achtfache.

Vergleicht man diese Zeiten mit den oben wiedergegebenen, bei denen der Zerfall des Mischkristalls bis zur Hälfte fortgeschritten ist, so zeigt sich, daß die entsprechende Widerstandsänderung im ganzen Temperaturintervall im Durchschnitt die dreifache Zeit braucht. Die Unterschiede der Verhältniszahlen in den einzelnen

[1] N. Ageew u. G. Sachs: a. a. O.

Digitized by Google

Temperaturabschnitten gehen nicht über die Unsicherheit dieser Angaben hinaus. Wir ersehen hieraus schon, daß der Widerstand hinter dem nach der Gefügezusammensetzung zu erwartenden zurückbleibt.

die der Mischungsregel folgende Größe der Logarithmus des Widerstandes ist.

In Abb. 26 bis 28 ist der auf diese Weise rechnerisch ermittelte Widerstand der Legierung mit 6,3% Cu bei

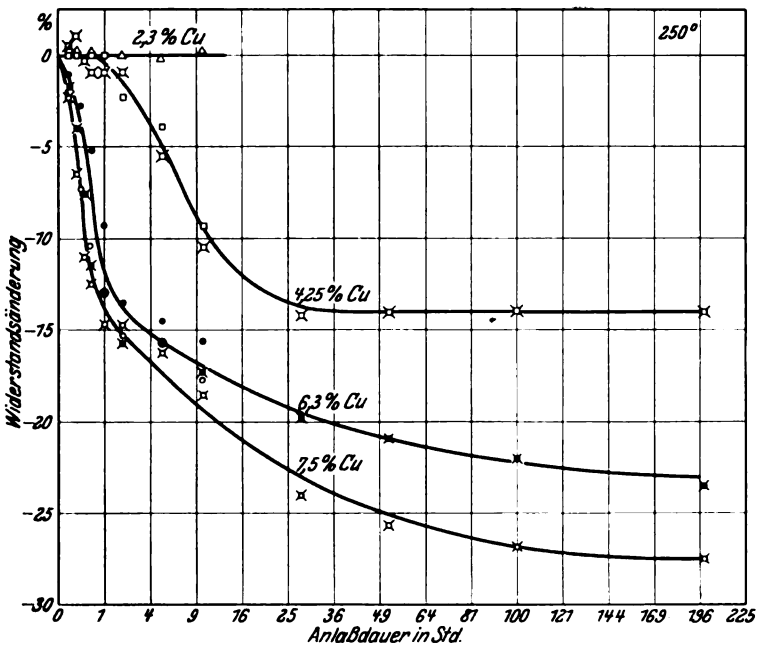


Abb. 24. Änderung des elektrischen Widerstandes abgeschreckter Ag-Cu-Legierungen während des Anlassens bei 250°.

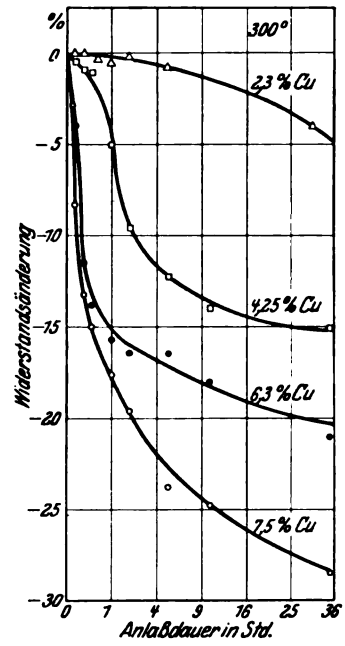


Abb. 25. Änderung des elektrischen Widerstandes abgeschreckter Ag-Cu-Legierungen während des Anlassens bei 300°.

Man kann nun den nach der Ausscheidungsmenge zu erwartenden Widerstand zahlenmäßig in folgender Weise mit dem tatsächlich gemessenen vergleichen. Die Legierung mit 6,3% Cu läßt sich als ein Gemenge aus dem Mischkristall mit dem Widerstand 100% und dem stabilen

200, 250 und 300° dem tatsächlich gemessenen gegenübergestellt.

Zum Vergleich dieser beiden Kurven ist zunächst zu bemerken, daß die Widerstandsmessungen und die röntgenographische Ausscheidungsbestimmung nicht an den

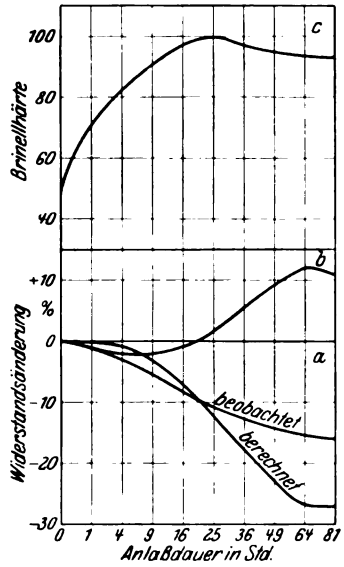


Abb. 26. Widerstandsänderung (*a*), anormale Widerstandsänderung (*b*) und Härteänderung (*c*) einer abgeschreckten Ag-Cu-Legierung mit 6,3 Gew.-% Cu während des Anlassens bei 200°.

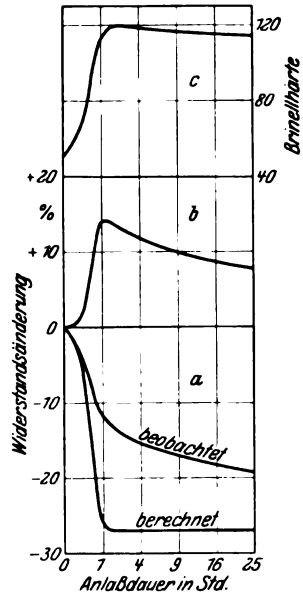


Abb. 27. Widerstandsänderung (*a*), anormale Widerstandsänderung (*b*) und Härteänderung (*c*) einer abgeschreckten Ag-Cu-Legierung mit 6,3 Gew.-% Cu während des Anlassens bei 250°.

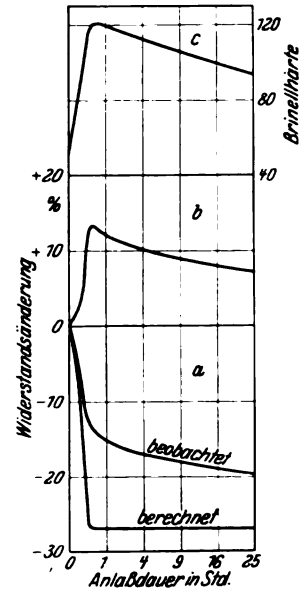


Abb. 28. Widerstandsänderung (*a*), anormale Widerstandsänderung (*b*) und Härteänderung (*c*) einer abgeschreckten Ag-Cu-Legierung mit 6,3 Gew.-% Cu während des Anlassens bei 300°.

Zustand mit dem Widerstand 73% auffassen. Der Widerstand eines solchen Gemenges kann nach der Mischungsregel leicht berechnet werden, wobei nach Lichtenecker[1]

gleichen Proben vorgenommen wurden. Die Unterschiede bei wiederholten Versuchsreihen bewegten sich aber etwa in der Größenordnung von ± 50%. Dadurch ist natürlich die Lage der rechnerischen Widerstandskurve zur experimentellen in entsprechendem Maße unsicher. Und

[1] K. Lichtenecker: Phys. Z. Bd. 25, S. 192—204, 225 bis 233. 1924.

Digitized by Google

zwar wirkt sich dies vor allem im ersten Teil bis zu Widerstandsänderungen von etwa 10% aus. Immerhin scheint die Lage der Kurven wenigstens bei den Anlaßtemperaturen 250 und 300° qualitativ richtig zu sein.

Bei längerer Zeitdauer zeigt sich nämlich ganz eindeutig, daß der Widerstand in Wirklichkeit erheblich hinter dem nach der Ausscheidungsmenge zu erwartenden zurückbleibt. Während die rechnerische Kurve gleichmäßig dem Endwert (— 27%) zustrebt, biegen die experimentellen Kurven oberhalb 10% Widerstandsänderung scharf ab. Sie ändern sich dann nur noch ganz langsam, aber nähern sich doch in längeren Zeiten deutlich dem Grenzwert.

Den Unterschied zwischen dem rechnerischen und dem experimentellen Widerstand kann man danach als eine anormale Widerstandsänderung ansehen. Und zwar

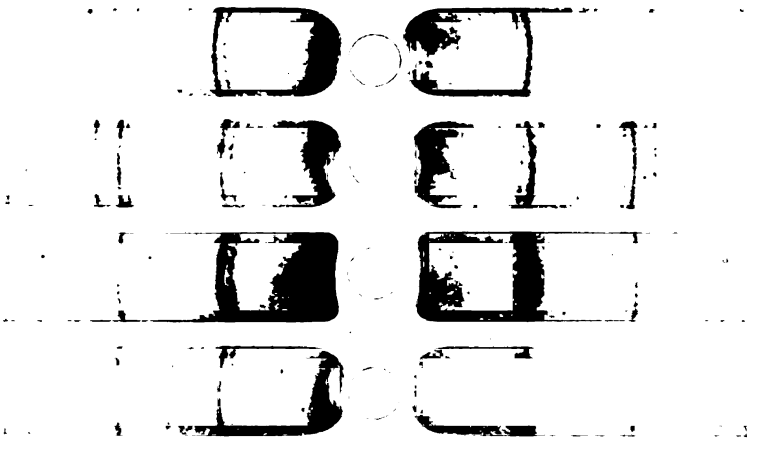


Abb. 29. Präzisionsaufnahmen einer Cu-Ag-Legierung mit 10,5 Gew.-% Ag; von 770° abgeschreckt und bei 300° angelassen.

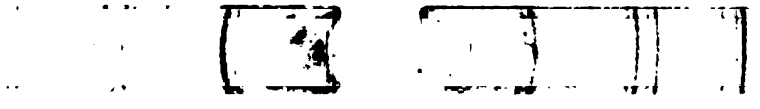


Abb. 30. Präzisionsaufnahmen einer Cu-Ag-Legierung mit 10,5 Gew.-% Ag; von 770° abgeschreckt und 191 Std. bei 250° angelassen.

ist diese, soweit sie mit Sicherheit anzugeben ist, eine Widerstandserhöhung, ganz wie es auch in anderen Systemen festgestellt ist[1].

In den Abb. 26 bis 28 ist nun auch diese anormale Widerstandsänderung aufgetragen. Ihr Verlauf ist unter Berücksichtigung der Unsicherheit bei allen drei Temperaturen ähnlich. Sie dürfte danach etwa mit der Menge der Ausscheidung bis auf einen Höchstwert ansteigen und danach langsam abfallen. Insbesondere ist auch ihr Höchstwert annähernd konstant. Ein Vergleich mit den Härtekurven, die zu diesem Zwecke ebenfalls in Abb. 26 bis 28 eingezeichnet sind, zeigt weiterhin, daß bei den Anlaßtemperaturen 250 und 300° zweifellos beide Eigenschaftsänderungen weitgehend parallel verlaufen. Wir können sie daher auch in diesen Fällen als unmittelbare Effekte der Ausscheidung ansprechen. Damit ist natürlich noch nichts über den physikalischen Mechanismus dieser Eigenschaftsänderungen ausgesagt.

[1] M. Hansen: a. a. O.

Bei der Anlaßtemperatur 200° (Abb. 26) dagegen zeigt die Härte einen ganz anderen Verlauf als die anormale Widerstandsänderung. Wie schon besprochen, ändert sich dann die Härte im Gegensatz zur Widerstandsänderung anfänglich viel stärker, als dem Betrage der Ausscheidung entspricht.

Untersuchungen an kupferreichen Legierungen.

An der Kupferseite liegen mit wenigen, grundsätzlich unwichtig erscheinenden Abweichungen gleichartige Verhältnisse vor wie an der Silberseite. Jedoch sind die maximal erreichbaren Effekte wesentlich geringer. Dies entspricht dem Umstand, daß die Löslichkeit bei den verwendeten Abschrecktemperaturen auf der Silberseite, in Atomanteilen ausgedrückt, wesentlich größer ist als auf der Kupferseite. Die größte Löslichkeit von Kupfer in Silber ist mit rund 14 At.-% = 9 Gew.-% mehr als dreimal so groß wie die von Silber in Kupfer mit rund 4 At.-% = 7 Gew.-%.

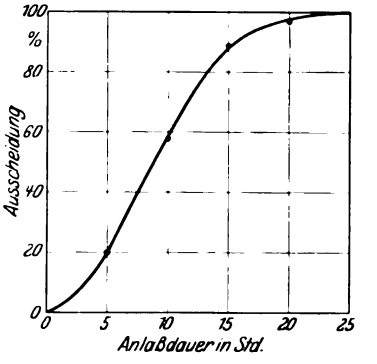


Abb. 31. Kinetik des Entmischungsvorganges einer Cu-Ag-Legierung mit 10,5 Gew.-% Ag bei 300°.

Präzisionsaufnahmen Abb. 29 und 30 einer Legierung mit 10,5 Gew.-% Ag zeigen wieder, daß nach dem Abschrecken von 770° beim Anlassen (250 und 300°) neue Linien auftreten. Die Ausscheidung des Silbers aus dem übersättigten Mischkristall geht also ganz wie auf der Silberseite örtlich bis zur völligen Stabilität bei der betreffenden Anlaßtemperatur vor sich.

Der Verlauf des Zerfalls mit der Zeit bei 300° geht aus Abb. 31 hervor. In Abb. 30 ist der Zerfall bei 250° in 191 Std. etwa zur Hälfte fortgeschritten. Die Zeiten bis zum 50proz. Zerfall sind danach:

250°	190 Std.
300°	9 „

50° Temperaturerhöhung beschleunigen also den Zerfall in dem Temperaturbereich rund auf das 20fache. Bei den silberreichen Legierungen war ein ähnlich starker Temperatureinfluß erst bei niedrigeren Temperaturen, schätzungsweise 100° tiefer, festzustellen. Es könnte dabei wieder an einen Zusammenhang mit dem Zustandsschaubild gedacht werden. Die Löslichkeitskurve erscheint auf der Kupferseite gegenüber der Silberseite nach höheren Temperaturen hinaufgerückt.

Digitized by Google

Die neuen Linien in Abb. 30 sind von Anfang an fast ebenso scharf wie die des übersättigten Mischkristalls. Dies steht keineswegs im Gegensatz zu den Beobachtungen auf der Silberseite. Auch dort ist eine Verwischung

Den Verlauf der Kugeldruckhärte in verschiedener Legierungen nach dem Abschrecken von 770° und Anlassen auf 300 und 400° geben Abb. 32 und 33 wieder. Bei den beiden höheren Konzentrationen steigt die Härte

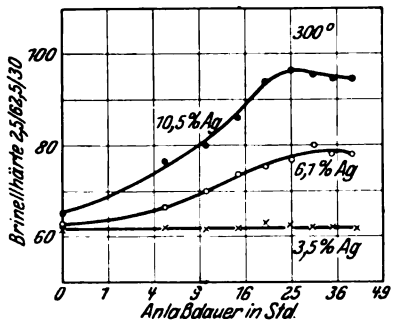


Abb. 32. Änderung der Brinellhärte abgeschreckter Cu-Ag-Legierungen während des Anlassens bei 300°.

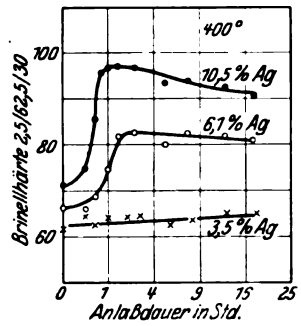


Abb. 33. Änderung der Brinellhärte abgeschreckter Cu-Ag-Legierungen während des Anlassens bei 400°.

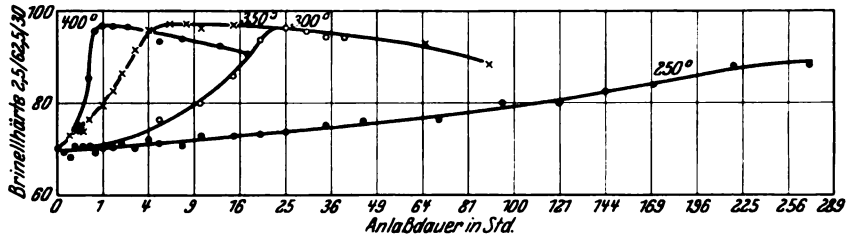


Abb. 34. Änderung der Brinellhärte einer abgeschreckten Cu-Ag-Legierung mit 10,5 Gew.-% Ag während des Anlassens bei verschiedenen Temperaturen.

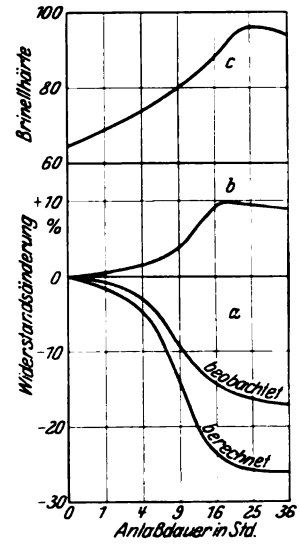


Abb. 37. Widerstandsänderung (*a*), anormale Widerstandsänderung (*b*) und Härteänderung (*c*) einer abgeschreckten Cu-Ag-Legierung mit 10,5 Gew.-% Ag während des Anlassens bei 300°.

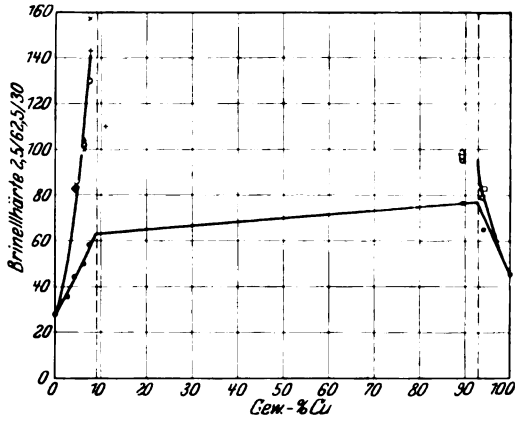


Abb. 35. Härte von Ag-Cu-Legierungen nach dem Abschrecken (•) und Höchsthärte (Mittelwerte) durch Anlassen bei 200° (×), 250° (+), 300 (○), 350° (△) und 400° (□).

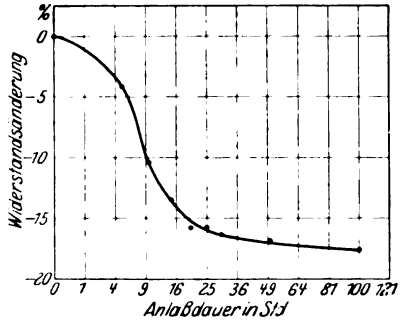


Abb. 36. Änderung des elektrischen Widerstandes einer abgeschreckten Cu-Ag-Legierung mit 10,5 Gew.-% Ag während des Anlassens bei 300°.

der neuen Linien bei der Legierung mit 2,3 Gew.-% Cu, die etwa die gleiche Atomkonzentration an Kupfer aufweist (rund 4%) wie der an Silber gesättigte Mischkristall in der Legierung mit 10,5 Gew.-% Ag, nicht festzustellen.

zu Beginn etwa proportional der Anlaßdauer an, biegt dann in einen Höchstwert ein und fällt schließlich langsam ab. Abb. 34 zeigt ferner die Härteänderungen der Legierung mit 10,5% Cu bei 250, 300, 350 und 400°. Eine Härtesteigerung um die Hälfte des Höchstbetrages braucht danach etwa die folgenden Zeiten:

250°	170 Std.
300°	12 „
350°	1½ „
400°	25 Min.

Man erkennt bei dieser Legierung besonders gut, wie der Temperaturkoeffizient mit abnehmender Temperatur steigt, und zwar im untersuchten Temperaturintervall etwa auf das Vierfache.

Die Höchstwerte der Härte liegen, wie Abb. 35 zeigt, bei den kupferreichen Legierungen wesentlich niedriger als bei den silberreichen. Die Härtesteigerung erreicht bei der Legierung mit 10,5% Ag nur etwa 50%, bei der Legierung mit 7,5% Cu dagegen etwa 150%. Aber das Verhältnis der Härteeffekte entspricht wieder etwa dem Verhältnis der Atomkonzentrationen in den übersättigten Mischkristallen.

Der elektrische Widerstand ist nur bei der Legierung mit 10,5% Cu näher verfolgt worden. Die Veränderung beim Anlassen auf 300° einer von 770° abgeschreckten Probe zeigt Abb. 36.

In Abb. 37 ist wieder diese experimentelle Widerstandsänderung der aus dem Betrage der Ausscheidung (Abb. 31) berechneten gegenübergestellt. Der Widerstandsunterschied der Legierung im abgeschreckten und im stabilen Zustande bei 300° ist dabei nach besonderen Versuchen mit 21% angesetzt.

Der Unterschied beider Kurven ergibt wieder eine anormale Widerstandserhöhung. Diese ist in Abb. 37

Digitized by Google

mit eingetragen und auch der Härte gegenübergestellt. Beide Kurven verlaufen wieder weitgehend gleichartig und so, wie es dem Betrage der Ausscheidung entspricht. Nach den Ergebnissen an silberreichen Legierungen war dies ja auch bei der niedrigen Atomkonzentration der untersuchten kupferreichen Legierung zu erwarten.

Zusammenfassung.

Die Untersuchung des Entmischungsvorgangs beim Anlassen übersättigter Legierungen im System Kupfer—Silber hat ergeben, daß sowohl die Entmischung als auch die Eigenschaftsänderungen bei silber- und kupferreichen Legierungen gleichartig vor sich gehen.

Für die Reaktionsgeschwindigkeiten und die Höchsteffekte maßgebend ist in erster Linie die Atomkonzentration des gelösten Stoffes. Der Temperaturkoeffizient nimmt in der Regel mit wachsender Temperatur ab.

Sowohl die Sättigungsgrenzen als auch die Ausscheidungsvorgänge erscheinen auf der Kupferseite gegenüber der Silberseite um etwa 100° nach höheren Temperaturen hin verschoben.

Der durch die Ausscheidung bewirkten normalen Widerstandsänderung überlagert sich eine anormale Widerstandserhöhung.

Bei niedrigen Konzentrationen und hohen Anlaßtemperaturen entsprechen sowohl die Härteänderungen als auch die anormalen Widerstandsänderungen etwa der Menge der ausgeschiedenen Kristallart (in Atomanteilen).

Bei hohen Konzentrationen und niedrigen Anlaßtemperaturen treten dagegen besonders starke anormale Härtesteigerungen in den Anfangsstadien der Ausscheidung auf, denen nicht entsprechende Widerstandsänderungen gegenüberstehen.

Im ganzen zeigt sich, daß bei Silber-Kupferlegierungen die Veredelung in erster Linie von der Menge der Ausscheidung abhängt. Die Frage nach der eigentlichen Ursache der Härtesteigerung und der anormalen Widerstandserhöhung bleibt jedoch noch durchaus offen. Eine Erklärung für den anormalen Härteeffekt steht ebenfalls aus. Es erscheint danach noch sehr notwendig, durch weitere eingehende Versuche den Ablauf dieser Vorgänge genau festzulegen, und damit die Unterlagen für eine widerspruchsfreie Theorie der Veredelungserscheinungen zu schaffen.

Herrn Dr. L. Nowack von der Deutschen Gold- und Silberscheideanstalt, Pforzheim, sind wir für die Herstellung des versuchsfertigen Probematerials zu Dank verpflichtet. Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft verdanken wir Mittel zur Durchführung dieser Untersuchung.

Der Einfluß von Phosphor, Schwefel, Nickel und Chrom auf das Wachstum des Gußeisens.

Von **O. Bauer** und **K. Sipp**[1].

In „Die Gießerei" 1928, Heft 41/42, wurde über den Einfluß von Kohlenstoff, Mangan und Silizium auf das Wachsen des Gußeisens berichtet. Im nachfolgenden sollen die Versuchsergebnisse zur Klarstellung des Einflusses von Phosphor, Schwefel, Nickel und Chrom bekanntgegeben werden.

Chemische Zusammensetzung der Proben.

Übereinstimmend mit den ersten Versuchen wurden wieder die Stoffe, deren Einfluß zu untersuchen war, in ihrer Anteilhöhe veränderlich, dagegen die übrigen Stoffe möglichst gleich gehalten. Der Kohlenstoffgehalt sollte 3,2%, Silizium 1,3% und Mangan 0,6% betragen. Der Phosphorgehalt wurde in Stufen von 0,2, 0,5, 1,0 und 1,5%, der Schwefelgehalt von 0,10, 0,15, 0,20 und 0,30% angestrebt. Daraus ergaben sich 5 Reihen mit den Probenummern 1 bis 20. Für die Untersuchung des Verhaltens von Nickel und Chrom wurden 3 Reihen gebildet, wobei für Kohlenstoff 3,2%, Mangan 0,6%, Phosphor 0,2% und Schwefel 0,05% zugrunde gelegt und Silizium auf 0,5, 1,0 und 1,5%, Nickel auf 0,5, 1,0 und 1,5% und Chrom auf 0,3, 0,6 und 0,9% festgesetzt wurden, woraus sich die Probenummern 21 bis 29 ergaben. Ferner wurden noch die Proben Nr. 30 und 31 angeschlossen, bei denen ein höherer Kohlenstoffgehalt gewählt und Silizium und Nickel in gleicher Richtung verändert wurden. Die Schmelzung sämtlicher Proben erfolgte wieder im Tiegelofen.

In der Zahlentafel 1 sind die Soll- und Ist-Analysen zusammengestellt. Die Proben 16 und 20 mußten wegen zu großer Härte ausgeschieden werden.

Die Form der Versuchstücke war, wie beim ersten Versuch, 250 × 220 × 30 mm; die Versuchstäbe von 100 mm Länge und 15 mm Dmr. wurden der Mitte der Platten entnommen und mit Nickelstopfen versehen. Die Probestücke in Kerbform blieben weg, da ein Hartwerden der Stücke infolge der gewählten Analysen weniger zu befürchten war.

Die Glühungen wurden in gleichen Öfen und in gleichen Temperaturstufen wie früher, also bei 450, 650 und 850° durchgeführt. Während jedoch die Glühdauer der ersten Versuche 4 × 40 Std. bei 450°, 4 × 40 Std. bei 650° und 4 × 10 Std. bei 850° betrug, wurden bei vorstehenden Versuchen, um die Wirkung zu verstärken, bei 450° 80 Std. und bei 650° und 850° je 40 Std. hinzugenommen. Zur Feststellung der Gefügeveränderung wurden wieder besondere Proben mitgeglüht und das Gefüge bei jedem Glühabschnitt bestimmt, so daß eine Vergleichsmöglichkeit mit den ersten Versuchen gegeben war.

Ergebnisse der Glühversuche.

Die Glühungen bei 450° ergaben trotz längerer Glühdauer so geringe Längenveränderungen, die teilweise noch im Bereich der Meßfehlergrenzen lagen, daß daraus keine weitergehenden Schlüsse gezogen werden konnten. Daher wurde auch diese Glühstufe für die Auswertung nicht weiter herangezogen. Die Ergebnisse der Glühstufen 650° und 850° sind in den Zahlentafeln 2 und 3 wieder-

[1] Original: Gieß. Bd. 17, Heft 41, S. 989. 1930. Ferner: Sonderheft IX, S. 40. 1929.

Digitized by Google

Zahlentafel 1. Analysen.

Nr.	Soll:							Ist:						
	C %	Si %	Mn %	P %	S %	Ni %	Cr %	C %	Si %	Mn %	P %	S %	Ni %	Cr %
1	3,2	1,3	0,6	0,2	0,05	—	—	3,21	1,38	0,68	0,24	0,092	—	—
2	3,2	1,3	0,6	0,5	0,05	—	—	3,15	1,40	0,65	0,55	0,092	—	—
3	3,2	1,3	0,6	1,0	0,05	—	—	3,10	1,44	0,63	1,03	0,088	—	—
4	3,2	1,3	0,6	1,5	0,05	—	—	3,02	1,42	0,65	1,12	0,084	—	—
5	3,2	1,3	0,6	0,2	0,10	—	—	3,50	1,06	0,66	0,22	0,084	—	—
6	3,2	1,3	0,6	0,2	0,15	—	—	3,08	1,34	0,62	0,24	0,100	—	—
7	3,2	1,3	0,6	0,2	0,20	—	—	3,44	1,04	0,56	0,23	0,188	—	—
8	3,2	1,3	0,6	0,2	0,30	—	—	3,44	1,02	0,49	0,22	0,312	—	—
9	3,2	1,3	0,6	0,5	0,10	—	—	3,28	1,09	0,58	0,44	0,088	—	—
10	3,2	1,3	0,6	0,5	0,15	—	—	3,30	1,09	0,54	0,46	0,186	—	—
11	3,2	1,3	0,6	0,5	0,20	—	—	3,29	1,10	0,47	0,51	0,272	—	—
12	3,2	1,3	0,6	0,5	0,30	—	—	3,27	1,10	0,50	0,47	0,350	—	—
13	3,2	1,3	0,6	1,0	0,10	—	—	3,11	1,36	0,62	0,90	0,106	—	—
14	3,2	1,3	0,6	1,0	0,15	—	—	3,13	1,38	0,57	0,94	0,152	—	—
15	3,2	1,3	0,6	1,0	0,20	—	—	3,04	1,35	0,47	0,93	0,168	—	—
16	3,2	1,3	0,6	1,0	0,30	—	—	hart	—	—	—	—	—	—
17	3,2	1,3	0,6	1,5	0,10	—	—	3,10	1,46	0,42	1,29	0,102	—	—
18	3,2	1,3	0,6	1,5	0,15	—	—	3,00	1,46	0,50	1,24	0,150	—	—
19	3,2	1,3	0,6	1,5	0,20	—	—	3,00	1,49	0,50	1,21	0,210	—	—
20	3,2	1,3	0,6	1,5	0,30	—	—	hart	—	—	—	—	—	—
21	3,2	0,5	0,6	0,2	0,05	0,5	—	3,03	0,77	0,79	0,18	0,090	0,52	—
22	3,2	0,5	0,6	0,2	0,05	1,0	—	3,05	0,78	0,79	0,18	0,090	1,02	—
23	3,2	0,5	0,6	0,2	0,05	1,5	—	3,00	0,75	0,79	0,18	0,090	1,36	—
24	3,2	1,0	0,6	0,2	0,05	0,5	—	2,94	1,07	0,79	0,18	0,080	0,49	—
25	3,2	1,0	0,6	0,2	0,05	1,0	—	2,97	1,35	0,79	0,18	0,080	1,02	—
26	3,2	1,0	0,6	0,2	0,05	1,5	—	2,96	1,24	0,79	0,18	0,080	1,38	—
27	3,2	1,5	0,6	0,2	0,05	0,5	0,3	3,00	1,77	0,83	0,17	0,080	0,44	0,31
28	3,2	1,5	0,6	0,2	0,05	1,0	0,6	2,93	1,82	0,83	0,17	0,080	10,2	0,60
29	3,2	1,5	0,6	0,2	0,05	1,5	0,9	2,96	1,76	0,83	0,17	0,080	1,36	0,80
30	3,5	0,5	0,6	0,2	0,05	0,5	—	3,28	0,66	0,65	0,19	0,086	0,30	—
31	3,5	1,5	0,6	0,2	0,05	1,5	—	3,34	1,39	0,73	0,21	0,090	1,18	—

gegeben. Kurvenmäßig sind die Werte in Abb. 1 für 650° und 850° bei steigendem Phosphorgehalt, in Abb. 2 bei steigendem Schwefelgehalt dargestellt. Abb. 3 enthält die Nickel- und Chromproben. Abb. 1 läßt erkennen, daß ein steigender Phosphorgehalt das Wachsen des Gußeisens fördert. Diese Tatsache tritt besonders deutlich durch die durch die Schwerpunkte der Kurven gezogene Linie hervor. Die aufeinanderfolgenden Glühzeiten zeigen eine zunehmende Steigerung des Wachsens; bei niedrigem Phosphorgehalt beträgt das Wachsen 4,2%, bei höchstem Phosphorgehalt etwa 6,6%, ein Unterschied von 2,4%. Anders verhält sich der Schwefel. Ein bestimmter Einfluß läßt sich aus den Kurven nicht ableiten. Die ebenfalls durch die Schwerpunkte gelegten Linien verlaufen in den unteren Glühzeiten sowohl bei der Stufe 650° als auch 850° in Geraden, die zum Teil nach den höheren Schwefelgehalten hin schwach fallend, zum Teil schwach steigend verlaufen und nur in den höheren Glühzeiten eine zu den höheren Schwefelgehalten hin stärker abfallende Richtung erkennen lassen. Abb. 3 enthält die Versuche über Nickel und Chrom. Die erste Spalte umfaßt niedrigen Silizium- bei steigendem Nickelgehalt, die zweite Spalte höheren Siliziumgehalt mit ebenfalls steigendem Nickelgehalt, die dritte Spalte Silizium und Nickel wie Spalte 2, aber mit Hinzunahme von Chrom in steigenden Anteilen. Kohlenstoff, Mangan, Phosphor und Schwefel sind bei allen Proben gleich gehalten und betragen rd. 3, 0,8, 0,2 und 0,08%. Spalte 4 enthält zwei Proben, bei welchen Silizium und Nickel in gleicher Richtung ansteigen, der Kohlenstoffgehalt auf rd. 3,3% erhöht wurde und die Stoffe Mangan, Phosphor und Schwefel ähnlich wie bei den Proben der Spalten 1, 2 und 3 liegen. Die Schwerpunktlinien der Spalten 1 bis 3 lassen erkennen, daß mit zunehmenden Glühzeiten die Spalte 2 mit höherem Silizium- und steigendem Nickelgehalt ein höheres Wachsen ergibt, das durch die Hinzunahme von Chrom gehemmt wird. Besonders deutlich tritt in Spalte 4 der Einfluß von Silizium und Nickel bei steigendem Anteil auf das Wachsen in die Erscheinung; mit höherem Silizium- und Nickelgehalt nimmt das Wachsen stark zu.

Gefügeuntersuchung.

Für die Gefügeuntersuchung wurden nur einzelne Proben, die den spezifischen Einfluß der beiden Komponenten Phosphor und Schwefel besonders deutlich kennzeichneten, herausgegriffen.

Einfluß des Phosphors.

Untersucht wurden die Proben Nr. 1 (mit 0,24% P) und Nr. 4 (mit 1,12% P). Kohlenstoff, Silizium, Mangan und Schwefel sind, von kleinen Schwankungen abgesehen, nahezu gleich hoch.

Digitized by Google

Zahlentafel 2. Glühstufe bei 650°.

Reihe	Nr. der Probe	l_0 ursprüngliche Länge	l_1 Länge nach 10 Std. Glühung	Δ_1 l_0-l_1		l_2 Länge nach 2×10Std. Glühung	Δ_2 l_0-l_2		l_3 Länge nach 3×10Std. Glühung	Δ_3 l_0-l_3		l_4 Länge nach 4×10Std. Glühung	Δ_4 l_0-l_4		l_8 Länge nach 8×10Std. Glühung	Δ_8 l_0-l_8	
		mm	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%
I	1	99,20	99,96	0,49	0,495	99,81	0,61	0,617	100,06	0,86	0,87	100,21	1,01	1,02	100,35	1,15	1,16
	2	99,18	99,76	0,49	0,495	99,81	0,63	0,637	100,18	1,00	1,05	100,45	1,27	1,28	100,51	1,33	1,42
	3	99,23	99,52	0,29	0,293	100,06	0,83	0,839	100,40	1,17	1,18	100,48	1,25	1,26	100,66	1,43	1,44
	4	99,58	100,09	0,51	0,515	100,41	0,83	0,833	101,01	1,43	1,44	101,17	1,59	1,596	101,49	1,91	1,92
II	5	98,59	98,85	0,26	0,26	99,99	0,50	0,507	99,52	0,93	0,942	99,67	1,08	1,12	99,91	1,32	1,34
	6	99,50	99,93	0,43	0,433	100,19	0,69	0,692	100,68	1,18	1,181	100,83	1,33	1,308	101,03	1,53	1,54
	7	99,50	99,82	0,32	0,32	100,20	0,70	0,70	100,60	1,10	1,105	100,82	1,32	1,32	101,07	1,57	1,58
	8	99,32	99,67	0,35	0,352	99,89	0,57	0,573	100,12	0,80	0,805	100,19	0,87	0,875	100,38	1,06	1,065
III	9	99,78	100,19	0,41	0,41	100,48	0,70	0,70	101,00	1,22	1,22	101,17	1,39	1,39	101,45	1,67	1,67
	10	100,06	100,54	0,48	0,48	100,90	0,84	0,84	101,42	1,36	1,36	101,59	1,53	1,53	101,90	1,84	1,84
	11	100,12	100,51	0,39	0,39	100,84	0,72	0,72	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	12	98,64	98,90	0,26	0,264	99,12	0,48	0,486	99,37	0,73	0,74	99,54	0,90	0,912	99,77	1,13	1,14
IV	13	98,28	98,60	0,32	0,325	98,73	0,45	0,457	99,18	0,90	0,911	99,29	1,01	1,02	99,54	1,26	1,27
	14	98,73	99,06	0,33	0,335	99,28	0,55	0,557	99,86	1,13	1,142	100,08	1,35	1,365	100,34	1,61	1,63
	15	98,88	99,11	0,23	0,23	99,24	0,36	0,364	100,00	1,12	1,13	100,27	1,39	1,40	100,52	1,64	1,66
V	17	101,18	101,22	0,06	0,06	101,85	0,67	0,66	102,48	1,30	1,287	102,68	1,50	1,483	102,91	1,73	1,712
	18	98,55	98,98	0,43	0,436	99,47	0,92	0,932	99,90	1,35	1,36	99,98	1,43	1,45	100,13	1,58	1,62
	19	96,20	96,37	0,17	0,178	96,67	0,47	0,49	97,04	0,84	0,875	97,10	0,90	0,94	97,78	1,58	1,64
VI	21	98,95	99,27	0,32	0,323	99,56	0,61	0,616	99,78	0,83	0,84	99,96	1,01	1,02	100,11	1,16	1,172
	22	99,49	99,78	0,29	0,292	99,95	0,46	0,462	100,48	0,99	1,00	100,62	1,13	1,136	100,72	1,23	1,237
	23	99,34	99,62	0,28	0,282	99,76	0,42	0,424	100,06	0,72	0,725	100,19	0,85	0,586	100,46	1,12	1,13
VII	24	99,66	100,00	0,34	0,343	100,12	0,46	0,463	100,41	0,75	0,754	100,60	0,94	0,945	101,02	1,36	1,369
	25	98,85	99,07	0,22	0,222	99,29	0,44	0,445	99,68	0,83	0,839	99,97	1,12	1,13	100,27	1,42	1,435
	26	99,48	99,84	0,36	0,362	100,00	0,52	0,523	100,48	1,00	1,03	100,67	1,19	1,198	100,94	1,46	1,469
VIII	27	98,65	98,92	0,27	0,274	99,05	0,40	0,406	99,40	0,75	0,761	99,62	0,97	0,984	99,88	1,23	1,249
	28	99,44	99,73	0,29	0,292	99,89	0,45	0,453	100,20	0,76	0,764	100,35	0,91	0,915	100,60	1,16	1,167
	29	99,11	99,43	0,32	0,323	99,60	0,49	0,495	99,98	0,87	0,88	100,09	0,98	0,99	100,22	1,11	1,12
IX	30	96,84	97,07	0,23	0,237	97,29	0,45	0,464	97,65	0,81	0,835	97,80	0,96	0,99	98,11	1,27	1,31
	31	99,27	99,67	0,40	0,403	100,10	0,83	0,836	100,59	1,32	1,33	100,96	1,69	1,70	101,25	1,98	1,996

Zahlentafel 3. Glühstufe bei 850°.

I	1	99,16	99,75	0,59	0,595	101,31	1,15	1,15	100,21	2,05	2,06	102,39	3,13	3,15	104,44	5,28	5,42
	2	98,47	99,32	0,58	0,585	99,83	1,09	1,105	100,76	2,02	2,045	101,72	2,98	3,02	103,55	4,81	4,875
	3	99,44	—	—	—	101,32	1,88	1,89	102,54	3,10	3,11	103,57	4,13	4,14	—	—	—
	4	98,91	99,60	0,69	0,697	100,43	1,52	1,53	101,61	2,70	2,72	102,68	3,77	3,81	105,59	6,68	6,75
II	5	99,19	99,57	0,38	0,384	100,00	0,81	0,818	100,78	1,59	1,608	101,53	2,34	2,36	103,01	3,82	3,86
	6	99,25	99,71	0,46	0,465	100,21	0,96	0,97	101,06	1,81	1,83	101,95	2,70	2,73	103,97	4,72	4,76
	7	99,10	99,57	0,47	0,474	100,07	0,97	0,98	100,83	1,73	1,75	101,57	2,47	2,50	102,99	3,89	3,93
	8	99,27	100,15	0,88	0,89	100,50	1,23	1,24	101,05	1,78	1,80	101,53	2,26	2,28	103,59	4,32	4,37
III	9	99,59	100,55	0,96	0,965	100,99	1,40	1,41	102,02	2,43	2,44	102,54	2,95	2,96	—	—	—
	10	99,72	100,32	0,60	0,601	100,94	1,22	1,225	101,80	2,08	2,085	102,64	2,92	2,93	104,50	4,78	4,79
	11	87,89	88,75	0,68	0,977	89,30	1,41	1,60	89,98	2,09	2,38	90,71	2,82	3,22	92,69	4,80	5,45
	12	98,38	99,14	0,76	0,773	99,38	1,00	1,17	99,88	1,50	1,525	100,55	2,17	2,202	103,02	4,64	4,72
IV	13	99,33	99,95	0,62	0,624	100,51	1,18	1,19	101,45	2,12	2,135	102,49	3,16	3,18	104,82	5,49	5,53
	14	99,30	100,25	0,95	0,957	101,19	1,89	1,90	102,24	2,94	2,96	103,11	3,81	3,84	105,03	5,73	5,77
	15	100,39	101,10	0,71	0,706	101,68	1,29	1,284	102,53	2,14	2,13	103,49	3,10	3,09	105,58	5,19	5,17
V	17	99,69	100,33	0,64	0,643	100,97	1,28	1,285	102,05	2,36	2,365	103,21	3,52	3,53	105,64	5,95	5,97
	18	99,00	99,77	0,77	0,778	100,39	1,39	1,40	101,28	2,28	2,31	102,04	3,04	3,07	—	—	—
	19	98,09	—	—	—	99,88	0,79	0,806	100,86	2,67	2,72	101,60	3,51	3,58	104,30	6,21	6,34
VI	21	98,87	99,21	0,34	0,343	99,40	0,53	0,535	100,08	1,21	1,22	100,50	—	—	101,59	2,72	2,75
	22	99,10	99,41	0,31	0,313	99,66	0,56	0,565	100,27	1,17	1,182	100,75	1,65	1,67	101,30	2,20	2,22
	23	99,48	99,74	0,26	0,261	99,98	0,50	0,5025	101,51	1,03	1,035	100,92	1,44	1,453	102,26	2,78	2,79
VII	24	99,04	99,54	0,50	0,505	100,14	1,10	1,11	101,19	2,15	2,17	102,32	3,28	3,31	104,75	5,71	5,76
	25	99,08	99,47	0,39	0,394	99,83	0,75	0,757	100,70	1,62	1,64	101,53	2,45	2,47	103,48	4,40	4,444
	25	99,65	100,03	0,38	0,381	100,52	0,87	0,873	101,37	1,72	1,725	102,23	2,58	2,585	104,40	4,75	4,76
VIII	27	98,65	99,17	0,52	0,527	99,53	0,88	0,891	100,44	1,79	1,81	101,23	2,58	2,615	103,91	5,26	5,33
	28	99,57	99,81	0,24	0,241	100,05	0,48	0,482	100,67	1,10	1,105	101,37	1,80	1,81	103,94	4,37	4,39
	29	99,00	99,45	0,45	0,454	99,75	0,75	0,757	100,49	1,49	1,505	101,26	2,26	2,283	104,21	5,21	5,26
IX	30	98,65	98,99	0,34	0,345	99,23	0,58	0,588	99,67	1,02	1,033	100,01	1,36	1,38	100,53	1,88	1,905
	31	99,84	100,00	0,52	0,523	100,54	1,06	1,065	101,35	1,87	1,88	102,21	2,73	2,742	104,20	4,72	4,47

Digitized by Google

Probe Nr. 1 (0,24% P), Abb. 4 zeigt das Gefüge des Ausgangstoffes. Es besteht aus einer feinkörnigen perlitischen Grundmasse mit feinen, langgestreckten Graphitadern. Phosphid ist, entsprechend dem geringen Phosphorgehalt, nicht vorhanden. Abb. 5 entspricht dem Gefüge nach dem Glühen bei 650°. Der Perlit ist erheblich grobkörniger geworden. Eine wesentliche Veränderung des Graphits ist nicht erkennbar. Abb. 6 zeigt das Gefüge nach dem Glühen bei 850°. Das Gefüge besteht nahezu völlig aus ferritischer Grundmasse und Graphit. An die Graphitadern hat sich der durch die Aufspaltung freigewordene Kohlenstoff angelagert; vielfach treten auch neugebildete kleine Graphitkeime auf.

Probe Nr. 4 (1,12% P), Abb. 7 entspricht dem Gefüge des Ausgangstoffes. In der sehr fein-lamellaren perli-

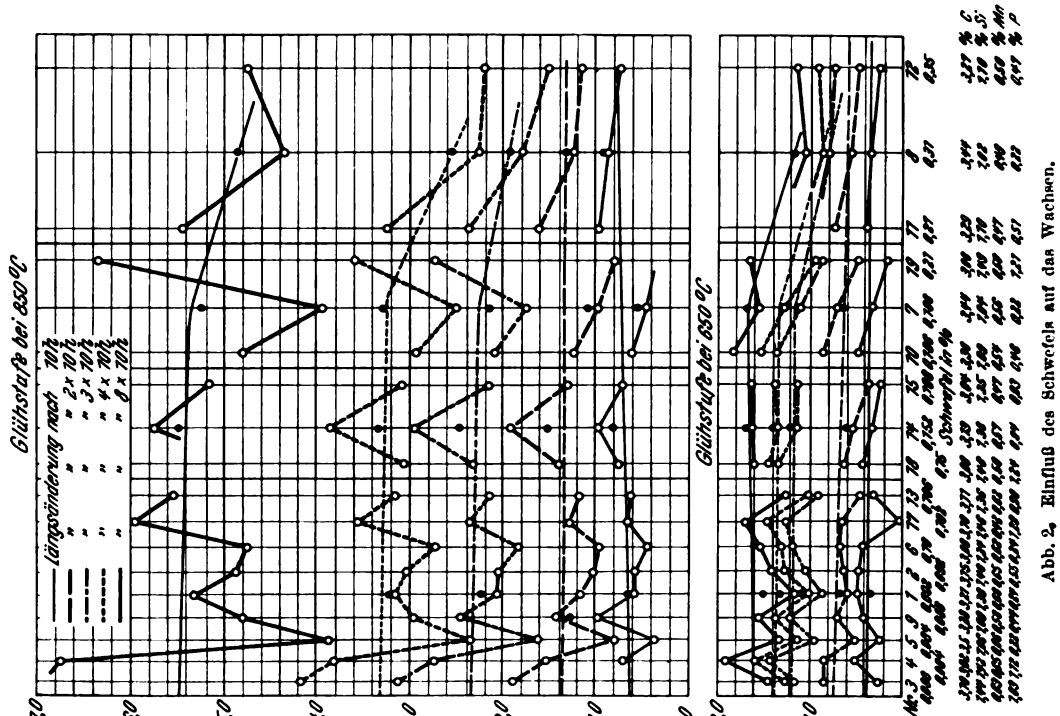


Abb. 2. Einfluß des Schwefels auf das Wachsen.

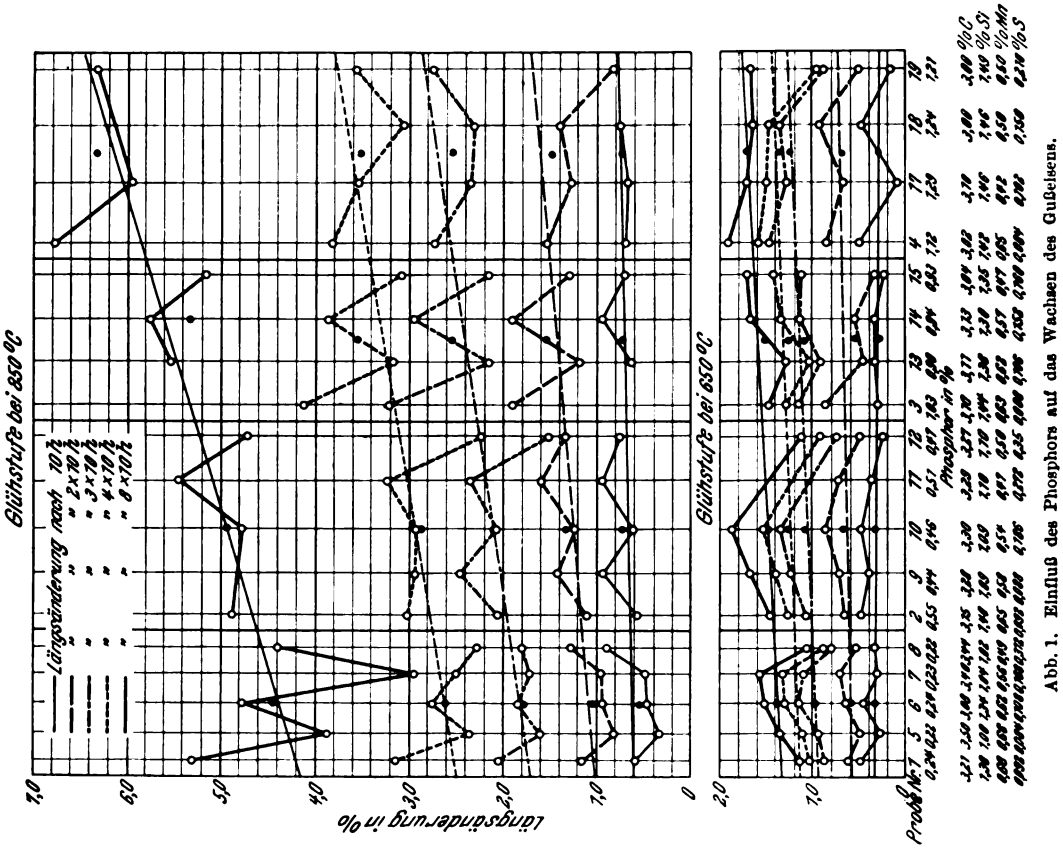


Abb. 1. Einfluß des Phosphors auf das Wachsen des Gußeisens.

Digitized by Google

tischen Grundmasse liegen reichliche Mengen von Phosphideutektikum eingebettet. Der Graphit ist ziemlich grob ausgebildet, zum Teil sind die Graphitblätter beim Schleifen herausgerissen. Abb. 8 zeigt das Gefüge nach dem Glühen bei 650°. Die Grundmasse ist am Rand des Schliffes rein ferritisch, mehr nach der Mitte zu tritt nur noch wenig Perlit, vorwiegend jedoch ebenfalls Ferrit auf. Das Phosphideutektikum ist am Rand nahezu völlig verschwunden. Die Erklärung dafür ist in der mit fallendem

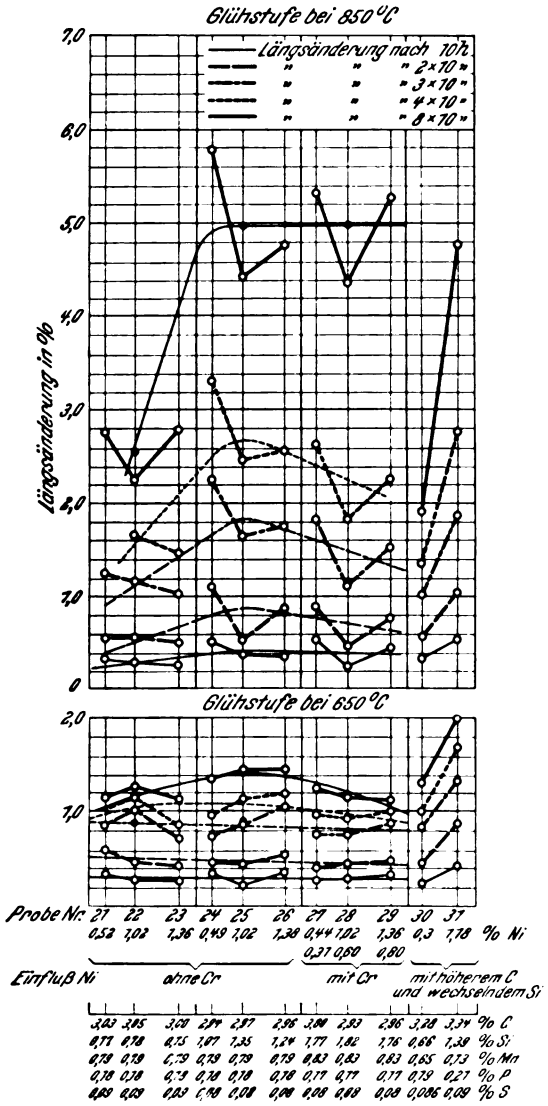


Abb. 3. Einfluß von Nickel und Chrom auf das Wachsen des Gußeisens.

Perlitgehalt steigenden Aufnahmefähigkeit des Eisens für Phosphor in fester Lösung (als Mischkristall) zu suchen. Reines Eisen vermag 1,75% P als Mischkristall in fester Lösung zu halten. Gleichzeitig wirkt der Phosphor begünstigend auf den Karbidzerfall ein. Die Graphitblätter sind erheblich gröber als im Ausgangswerkstoff; der ausgeschiedene Kohlenstoff hat sich vorwiegend an die bereits vorhandenen Graphitblätter angelagert. Hier ist demnach im Vergleich mit Probe 1 (Glühstufe 650°) eine deutliche Beeinflussung des Gefügeaufbaus zu erkennen, die in erster Linie auf den hohen Phosphorgehalt zurückzuführen ist, da die anderen Bestandteile (Kohlenstoff, Silizium, Mangan und Schwefel) nahezu die gleichen sind wie bei Probe Nr. 1. Abb. 9 zeigt das Gefüge nach dem Glühen bei 850°. Der Gefügeaufbau ähnelt dem der Probe Nr. 1 (Abb. 6), nur sind die Graphitadern hier noch erheblich gröber ausgebildet; die Grundmasse ist ebenfalls rein ferritisch.

Die Gefügeuntersuchung steht somit in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Glühversuche. Hiernach begünstigt Phosphor in hohem Maße den Karbidzerfall (primäres Wachsen des Gußeisens); besonders deutlich macht sich dieser Einfluß bei weniger hohen Glühtemperaturen bemerkbar, bei denen das Karbid eines phosphorarmen Gußeisens noch nicht oder erst nach langer Zeit aufspalten würde, dasjenige eines phosphorreichen Eisens jedoch sehr schnell (vgl. Abb. 5 mit Abb. 8).

Einfluß des Schwefels.

Untersucht wurden die Proben Nr. 5 (mit 0,084° S), Nr. 8 (mit 0,312% S) und Nr. 12 (mit 0,350% S und 0,47% P).

Probe Nr. 5 (0,084% S) weist nahezu die gleiche chemische Zusammensetzung wie Probe Nr. 1 auf. Das Gefüge unterscheidet sich demnach auch nicht wesentlich von dem Gefüge der Probe Nr. 1, wie der Vergleich der Abb. 4 und 10 (Ausgangswerkstoff), Abb. 5 und 11 (bei 650° geglüht) und Abb. 6 und 13 (bei 850° geglüht) zeigt. Zu beachten ist noch, daß am äußeren Umfang (Rand) der bei 850° geglühten Probe in fast allen Fällen eine starke Oxydation des Eisens und Verbrennung des Kohlenstoffs eingetreten waren. Abb. 12 ist vom Rand der Probe 5 (bei 850° geglüht) aufgenommen.

Probe Nr. 8 (0,312% S) weist hohen Schwefel- und niedrigen Phosphorgehalt (0,22% P) auf. Der Ausgangswerkstoff zeigt das übliche Gefüge eines schwefelreichen Gußeisens. Der Graphit ist feinblättrig, in der perlitischen Grundmasse liegen zahlreiche Sulfideinschlüsse (Abb. 14). Nach dem Glühen bei 650° war der Perlit körnig, eine Aufspaltung des Karbids war nicht festzustellen (Abb. 15). Abb. 16 ist vom Rand der bei 850° geglühten Probe aufgenommen. Auch hier ist eine starke Oxydation des Eisens und Verbrennung des Kohlenstoffs eingetreten. Abb. 17 entspricht dem Gefüge des durch die von außen einwirkende Oxydation nicht beeinflußten mittleren Teiles der bei 850° geglühten Probe. Trotz der hohen Glühtemperatur ist hier kein erheblicher Karbidzerfall eingetreten. Die Probe Nr. 8 (mit hohem Schwefelgehalt) hat sich also wesentlich anders verhalten als z. B. die Probe Nr. 1 oder Nr. 5, die bei sonst gleicher chemischer Zusammensetzung lediglich erheblich geringere Schwefelgehalte hatten. Reichlicher Schwefelgehalt wirkt hiernach dem Karbidzerfall bzw. der Ausscheidung des Kohlenstoffs aus der festen Lösung entgegen.

Probe Nr. 12 (0,350% S). Der Phosphorgehalt ist etwas höher (0,47% P) als in Probe Nr. 8. Das Gefüge des Ausgangswerkstoffes und der bei 650° geglühten Probe entspricht dem Gefüge der Probe Nr. 8 (vgl. die Abb. 14 und 18 sowie Abb. 15 und 19). Die bei 850° geglühte Probe weist am äußeren Umfang starke Oxydation auf (Abb. 20), mehr nach der Mitte zu ist hier neben Perlit etwas mehr Ferrit enthalten als bei Probe Nr. 8 (vgl. Abb. 21 mit Abb. 17).

Digitized by Google

Beachtet man, daß der Phosphorgehalt etwas höher ist als in Probe Nr. 8 und daß Phosphor auf eine Begünstigung der Graphitausscheidung hinwirkt, so dürfte hierin wohl die Erklärung für dieses Verhalten zu suchen sein.

Einfluß des Nickels und Chroms.

Kleine Gehalte an Nickel waren auf den Gefügeaufbau ohne erkennbaren Einfluß, mit steigendem Nickel- und gleichzeitig steigendem Siliziumgehalt wurden die Graphitblätter gröber; gleichzeitig trat eine deutliche Be-

× 200

Abb. 4. Ausgangsstoff.

× 200

Abb. 5. 8 × 10 Std. bei 650° geglüht.

× 200

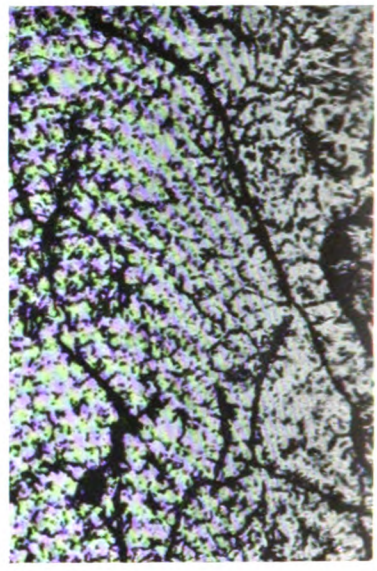


Abb. 6. 8 × 10 Std. bei 850° geglüht.

Probe Nr. 1 mit 3,21% C, 1,38% Si, 0,68% Mn, 0,092% S, 0,24% P.

× 200

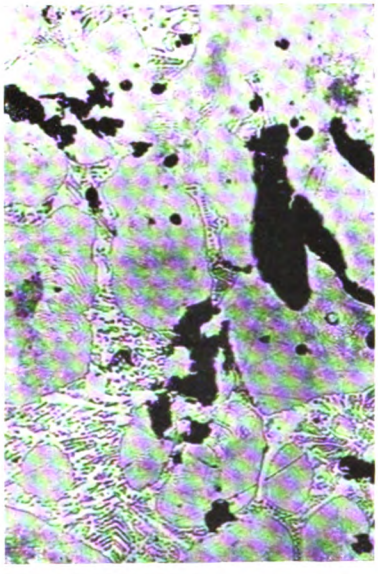


Abb. 7. Ausgangsstoff.

× 200

Abb. 8. 8 × 10 Std. bei 650° geglüht.

× 200

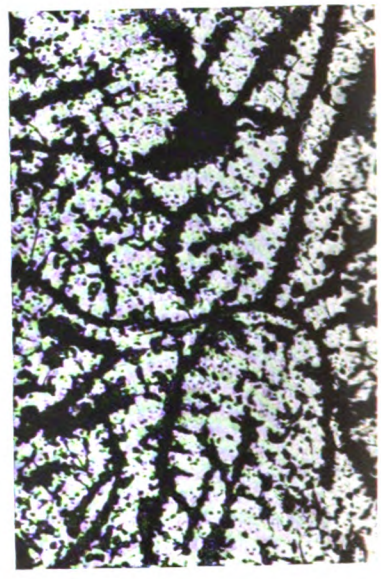


Abb. 9. 8 × 10 Std. bei 850° geglüht.

Probe Nr. 4 mit 3,02% C, 1,42% Si, 0,68% Mn, 0,084% S, 1,12% P.

Die metallographische Untersuchung der weiteren Proben mit steigendem Phosphor- und gleichzeitig steigenden Schwefelgehalten ergab nichts wesentlich Neues, so daß auf eine Wiedergabe der Lichtbilder verzichtet werden kann[1].

günstigung der Graphitausscheidung ein. Chrom scheint die Karbidaufspaltung zu behindern, wirkt also entgegengesetzt wie Phosphor, Silizium und Nickel.

Bei einzelnen Proben waren Zonenbildungen zu beobachten, über deren vermutliche Ursache wir uns bereits früher[1] ausführlich geäußert haben. Neue Gesichts-

[1] Über den Einfluß des Schwefels auf die Graphitausscheidung haben bereits Sipp und Roll in ihrer Arbeit „Das Wachsen des Gußeisens" (Gieß.-Zg. Nr. 9 u. 10. 1927) hingewiesen. Ihre Beobachtungen decken sich mit unseren Versuchen.

[1] O. Bauer u. K. Sipp: Der Einfluß von Kohlenstoff, Mangan und Silizium auf das Wachsen des Gußeisens. Gieß. 1928, Heft 41 u. 42, S. 1018—1026, 1047—1060.

Digitized by Google

punkte über die Entstehungsursache der Zonen hat die vorliegende Untersuchung nicht gebracht.

Zusammenfassung der Ergebnisse.

Bezüglich des Einflusses von Phosphor und Schwefel auf den primären Wachstumsvorgang ist folgendes zu sagen:

Der Schwefel tritt im Eisen als Sulfid (Schwefeleisen bzw. Schwefelmangan) auf. Ein wesentlicher Einfluß auf die Aufspaltung des Karbids war bei nicht zu hohen Schwefelgehalten weder bei den Glühversuchen noch im Gefüge erkennbar. Ein hoher Schwefelgehalt scheint jedoch dem Karbidzerfall bzw. der Ausscheidung des

× 200

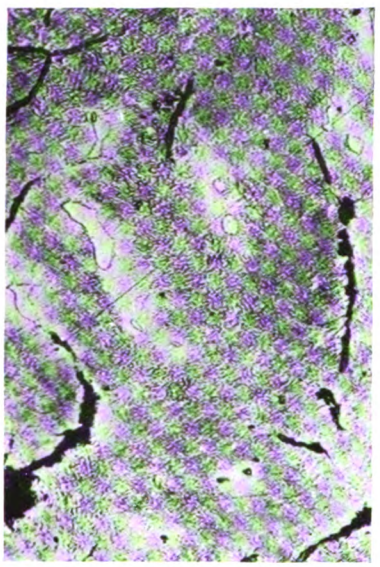


Abb. 10. Ausgangsstoff.

× 200

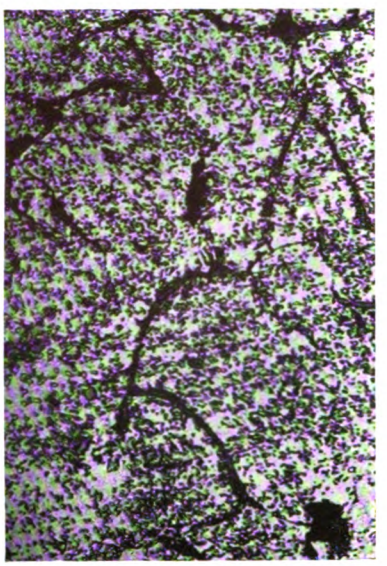


Abb. 11. 8 × 10 Std. bei 650° geglüht.

× 200

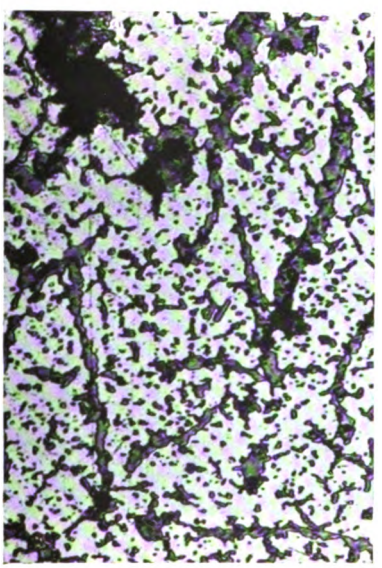


Abb. 12. Vom Rand.

× 200

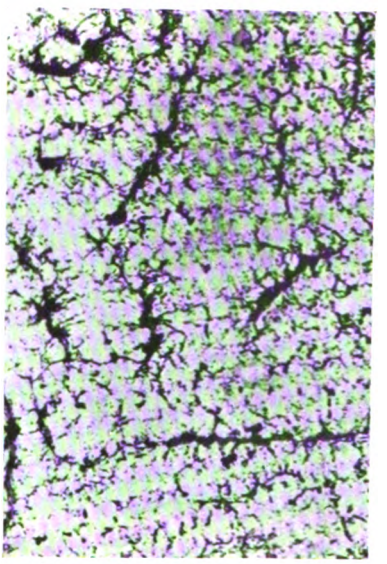


Abb. 13. Aus der Mitte.

8 × 10 Std. bei 850° geglüht.

Abb. 10 bis 13: Probe Nr. 5 mit 3,50% C, 1,06% Si, 0,66% Mn, 0,22% P, 0,084% S.

Phosphor wirkt ähnlich wie Silizium, begünstigt also bei Temperaturen unterhalb des Perlitpunktes die Aufspaltung des Karbids und bei hohen Temperaturen die Ausscheidung des Kohlenstoffs aus der festen Lösung (Austenit). Gleichzeitig verschwindet mit zunehmender Graphitausscheidung das harte Phosphid, da es mit dem freiwerdenden Ferrit bis zu 1,75% P eine feste Lösung (Mischkristalle) bildet. Das Gußeisen wird also erheblich weicher.

Kohlenstoffs aus der festen Lösung stark entgegenzuwirken.

Nickel scheint die Ausscheidung des Kohlenstoffs und damit das Wachsen des Gußeisens zu begünstigen, insbesondere verstärkt Nickel die Wirkung des Siliziums.

Chrom wirkt ähnlich wie Mangan, das heißt, es erschwert den Karbidzerfall bzw. die Ausscheidung des Graphits aus der festen Lösung.

Digitized by Google

× 200

Abb. 14. Ausgangstoff.

× 200

Abb. 15. 8 × 10 Std. bei 650° geglüht.

× 200

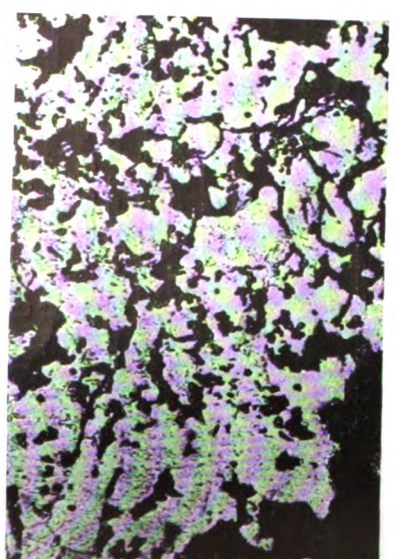


Abb. 16. Vom Rand.

× 200

Abb. 17. Aus der Mitte.

8 × 10 Std. bei 850° geglüht.

Probe Nr. 8 mit 3,44% C, 1,02% Si, 0,49% Mn, 0,22% P, 0,312% S.

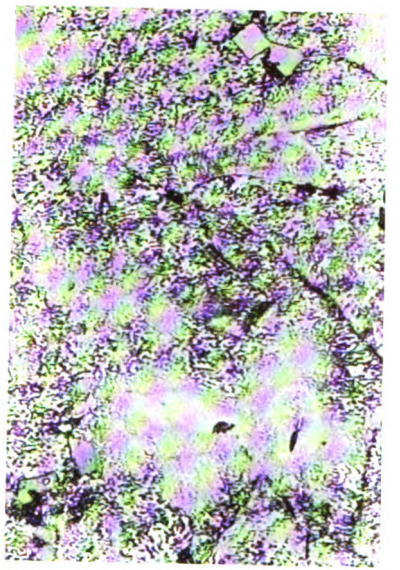


Abb. 18. Ausgangstoff.

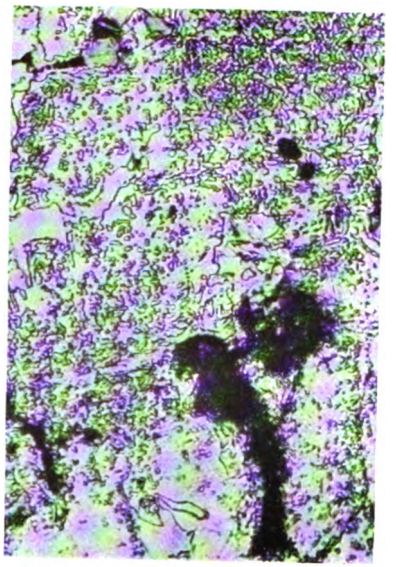


Abb. 19. 8 × 10 Std. bei 650° geglüht.

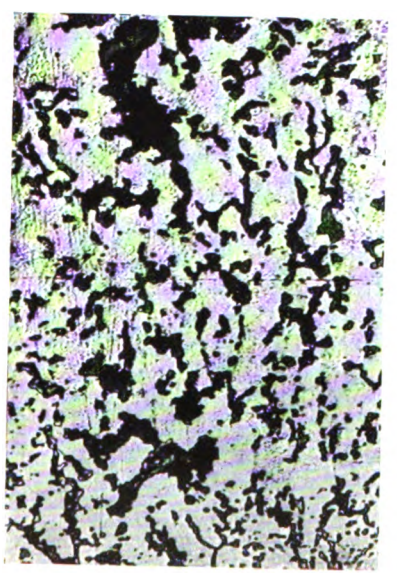


Abb. 20. Vom Rand.

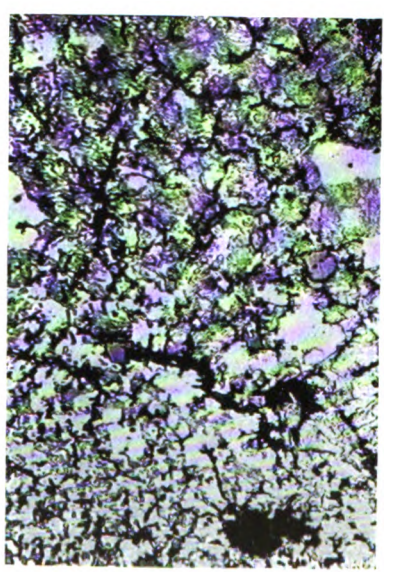


Abb. 21. Aus der Mitte.

8 × 10 Std. bei 850° geglüht.

Probe Nr. 12 mit 3,24% C, 1,10% Si, 0,50% Mn, 0,47% P; 0,350% S.

Digitized by Google

Auf den primären Wachstumsvorgang (Aufspaltung des Karbids bzw. Ausscheidung von Graphit aus der festen Lösung) haben die im Gußeisen auftretenden Bestandteile somit folgenden Einfluß: (siehe nebenstehende Tabelle).

Über das sekundäre Wachsen durch von außen einwirkende Umstände (Oxydation, Korrosion usw.) haben wir uns bereits früher[1] geäußert. Etwas wesentlich Neues haben die vorliegenden Untersuchungen hierzu nicht erbracht.

[1] Siehe Fußnote 1, Seite 20, rechte Spalte.

Das Wachsen wird begünstigt durch	Das Wachsen wird behindert durch	Mehr oder weniger neutral verhalten sich	Bemerkungen
Silizium Phosphor Nickel	Mangan Chrom	Schwefel Kohlenstoff	Bei sehr hohen Gehalten scheint Schwefel ebenfalls behindernd zu wirken

Über die Temperaturabhängigkeit der Plastizität von Kristallen.

Von **E. Schmid**[1].

Wenn in den letzten Jahren auch eine Reihe empirischer Gesetzmäßigkeiten und geometrischer Beziehungen erkannt worden sind, die den Ablauf plastischer Kristalldehnung regeln, so verfügen wir doch noch keineswegs über eine befriedigende, physikalische Theorie der Plastizität der Kristalle. Die Schubfestigkeiten der Translationssysteme[2] liegen, analog den Normalfestigkeiten von Reißflächen, mehrere Größenordnungen unterhalb der theoretisch zu erwartenden[3]. Zahlentafel 1 zeigt dies für eine Reihe von Metallkristallen an Hand der an der Streckgrenze herrschenden elastischen Schiebungen im Translationssystem. An Stelle der hierfür theoretisch zu erwartenden Werte von der Größenordnung $^1/_2$ werden Werte bis zu 10^{-5} beobachtet. So wenig wir heute diese große Diskrepanz aufklären können, so wenig können wir auch den Anstieg der Schubfestigkeit mit zunehmender Deformation, die Schubverfestigung, quantitativ verstehen.

Zahlentafel 1. Elastische Schiebung an der Streckgrenze von Metallkristallen.

Metall	Kritische Schubspannung kg/mm²	Schubmodul kg/mm²	Schiebung
Mg[4]	0,084	1700	$4{,}94 \cdot 10^{-5}$
Zn	0,094	4080	2,30
Cd	0,058	1730	3,35
Bi	0,221	970	22,8
α-Messing	1,44	2440	58,6
Al (5% Cu) veredelt	9,30	2450	379

Auch die Untersuchungen über die Temperaturabhängigkeit der Kristallplastizität, über die ich hier berichten möchte, haben diese Aufklärung bisher nicht gebracht. Sie haben aber immerhin zu einer weitgehenden Kennzeichnung der Vorgänge geführt und vor allem den Nachweis erbracht, daß die niedrigen Schubfestigkeitswerte nicht durch die thermische Bewegung der Gitterpunkte erklärt werden können.

I. Beginn plastischer Dehnung. Kritische Schubspannung.

Schon die ersten Bestimmungen der den Einfluß deutlicher plastischer Dehnung beherrschenden, kritischen Schubspannung von Metallkristallen zeigten, daß dieser Größe eine nur geringe Temperaturabhängigkeit zukommt[1]. In überaus deutlicher Weise wurde dieser Befund bestätigt und erweitert durch neuere Arbeiten, in denen der untersuchte Temperaturbereich nach beiden Seiten hin möglichst ausgedehnt wurde[2]. Einige der bisher erhaltenen Ergebnisse sind in Abb. 1 wiedergegeben. Man erkennt, daß die Änderung der Schubfestigkeit der

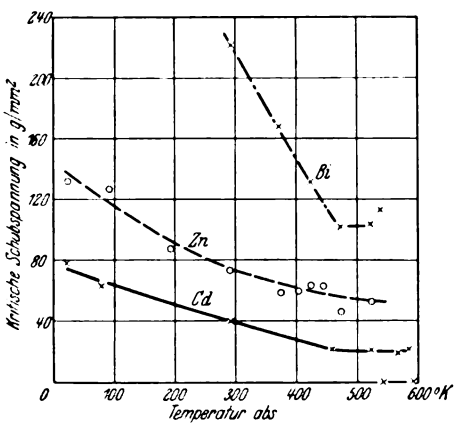


Abb. 1. Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Metallkristallen. (Für Cd und Bi ist der Schmelzpunkt durch den Schubspannungswert Null angegeben.)

Translationsfläche im weiten Temperaturbereich von 20° abs. bis zum Schmelzpunkt hin nur etwa vom Doppelten des Raumtemperaturwertes bis auf dessen Hälfte reicht. Daß auch bei He-Temperaturen die niedrige Streckgrenze erhalten bleibt, ist durch gemeinsame Versuche mit M. Polanyi und W. Meißner kürzlich gezeigt worden[3]. Als Beleg sei in Abb. 2 eine bei 4,2 bzw.

[1] Original: V. d. 3. Intern. Kongr. f. techn. Mech. S. 249. Stockholm 1930.

[2] Im nachfolgenden wird nahezu ausschließlich nur der Hauptträger plastischer Kristalldeformation, die Translation behandelt. Unsere Kenntnisse über den zweiten Deformationsvorgang, die mechanische Zwillingsbildung, sind heute noch kaum über die Feststellung der kristallographischen Natur der Zwillingselemente hinausgekommen.

[3] M. Polanyi u. E. Schmid: Naturwissensch. Bd. 17, S. 301. 1929. — W. Boas u. E. Schmid: Z. Physik Bd. 56, S. 516. 1929.

[4] Nach gemeinsamen, noch unveröffentlichten Versuchen von E. Goens und G. Siebel.

[1] E. Schmid: Proc. Int. Corp. appl. Mech. Delft 1924, S. 342. — P. Rosbaud u. E. Schmid: Z. Physik Bd. 32, S. 197. 1925. — M. Georgieff u. E. Schmid: Z. Physik Bd. 36, S. 759. 1922.

[2] M. Polanyi u. E. Schmid: l. c. — W. Boas u. E. Schmid: Z. Physik Bd. 61, S. 767. 1930. — W. Fahrenhorst u. E. Schmid: Z. Physik Bd. 65, S. 845. 1930.

[3] Z. Physik Bd. 66, S. 477. 1930.

Digitized by Google

1,2° abs. aufgenommene Dehnungskurve eines Cadmiumkristalles wiedergegeben. Der aus ihr abzulesende Streckgrenzenwert liefert, ebenso wie der aus einem analogen

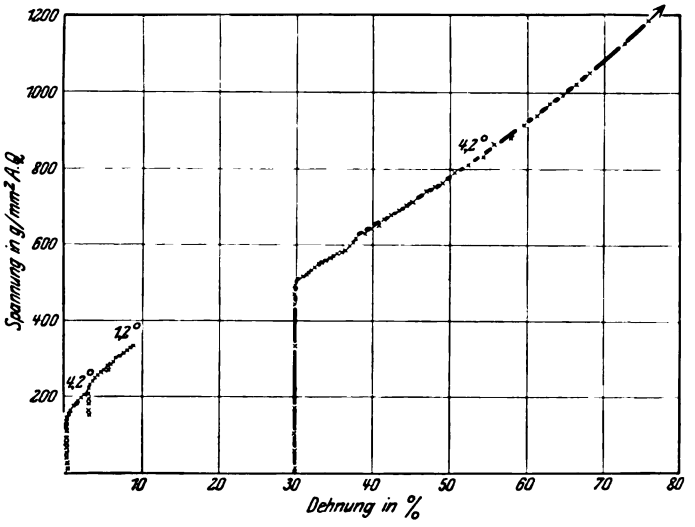


Abb. 2. Dehnungskurve eines Cd-Kristalles bei He-Temperaturen.

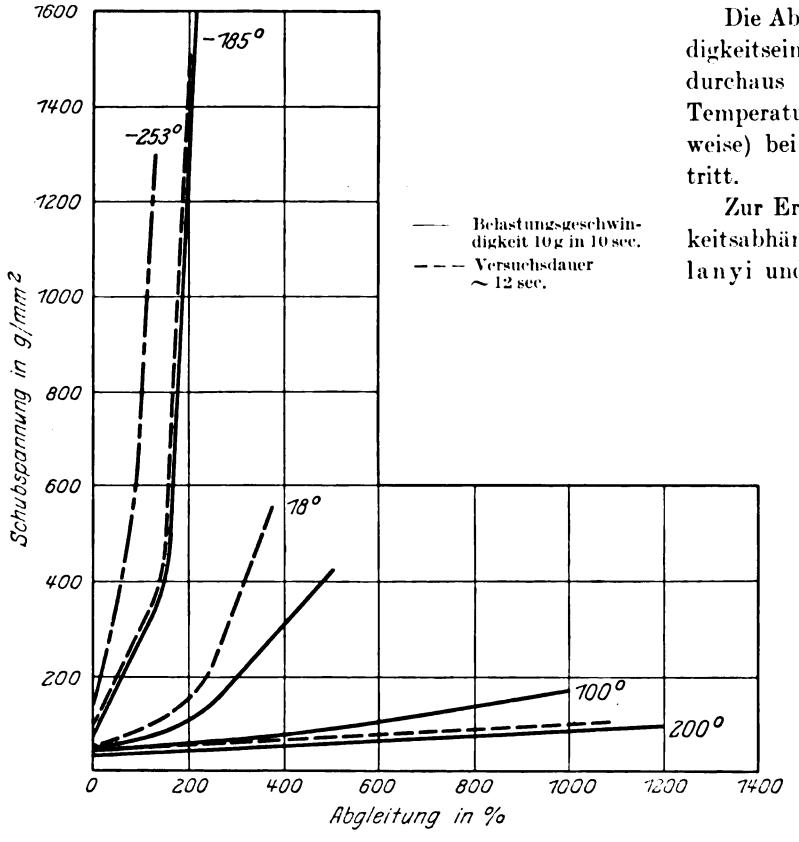


Abb. 3. Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der Verfestigungskurve von Cd-Kristallen.

Dehnungsversuch an einem Zinkkristall, kritische Schubspannungen bei 4,2 bzw. 1,2° abs. von der Größe der bei 20° abs. erhaltenen. Nichts spricht dafür, daß bei noch weiterer Abkühlung ein Anstieg auf den mehrere 1000mal größeren Wert der theoretischen Schubfestigkeit erfolgt. Als ein wesentliches Merkmal der Kristallplastizität (wenigstens soweit sie unser Kristallmaterial betrifft), ist also festzuhalten, die niedrige Schubfestigkeit der Translationssysteme, die nur etwa den 1000. bis 10000. Teil der theoretisch zu erwarten-

den beträgt und ihre Größenordnung auch bei tiefsten Temperaturen beibehält.

II. Spannungsverlauf bei der Dehnung. Verfestigungskurven.

Ganz im Gegensatz zur Initialschubspannung zeigt ihr Anstieg mit fortschreitender Deformation wenigstens in gewissen Temperaturbereichen eine außerordentlich starke Temperaturabhängigkeit. Die in Abb. 3 als Beispiel wiedergegebenen Verfestigungskurven[1] von Cd-Kristallen und noch mehr die daraus abgeleitete in Abb. 4 dargestellte Temperaturabhängigkeit des Verfestigungskoeffizienten (Neigung des gradlinigen Teiles der Kurven) zeigen diesen Tatbestand aufs deutlichste. Während im Bereich tiefster Temperaturen und bei Annäherung an den Schmelzpunkt der Verfestigungskoeffizient weitgehend temperaturunabhängig ist[2], fällt er zwischen 100 und 300° schroff auf den etwa 20. Teil ab. Daß auch im Bereich der He-Temperaturen die Verfestigung temperaturunabhängig bleibt, zeigt der weitgehend parallele Verlauf der Dehnungskurven bei 4,2 bzw. 1,2° abs. (Abb. 2).

Die Abb. 3 und 4 zeigen weiterhin, daß der Geschwindigkeitseinfluß der Verfestigung dem Temperatureinfluß durchaus parallel geht; im Gebiet tiefster und hoher Temperaturen verschwindet er, während er (beispielsweise) bei Raumtemperatur sehr stark in Erscheinung tritt.

Zur Erklärung dieser Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der Schubverfestigung ist von M. Polanyi und mir die Kristallerholung herangezogen wor-

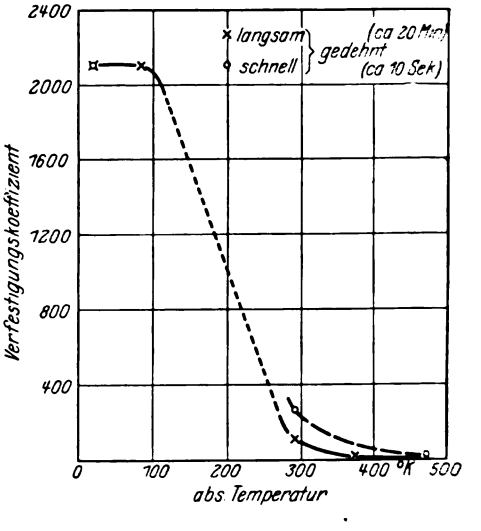


Abb. 4. Temperaturabhängigkeit des Verfestigungskoeffizienten von Cd-Kristallen.

[1] Durch Umrechnung der Koordinaten Spannung und Dehnung in die kristallographisch sinnvolleren Schubspannung im Translationssystem und Abgleitung wird die ganze Schar der von der Ausgangslage der Gleitelemente abhängigen Dehnungskurven in eine einzige Kurve, die Verfestigungkurve, übergeführt.

[2] Bei den hohen Temperaturen scheint sich der Verfestigungskoeffizient asymptotisch dem Wert Null zu nähern (verfestigungsfreie Dehnung). Die Erreichung größerer Dehnungen durch primäre Translation ist hier durch neu hinzukommende Vorgänge (Rekristallisation während der Dehnung, banales Reißen der Kristalle) verhindert.

Digitized by Google

den[1]. Diese Erscheinung äußert sich in einer Angleichung der durch Deformation veränderten Eigenschaften des Kristalles an die Ausgangswerte. Verursacht wird sie durch die Temperaturbewegung (Schwingungen) der Gitterpunkte. Über den bei tiefsten Temperaturen sich abspielenden, mit starker Verfestigung verknüpften, athermischen Grundvorgang überlagert sich nach dieser Vorstellung im Maße der Temperatursteigerung ein thermischer, mit endlicher Geschwindigkeit verlaufender Erholungsvorgang, der einen zunächst immer stärker werdenden Einfluß von Temperatur und Geschwindigkeit auf die Verfestigung bewirkt. Nähert sich bei immer weiterer Temperatursteigerung die Erholungsgeschwindigkeit der Verfestigungsgeschwindigkeit, so verringert sich der Temperatur- und Geschwindigkeitseinfluß wieder mehr und mehr, um schließlich, im Grenzfall, zu verfestigungsfreier Dehnung zu führen. Wenn so der athermische Grundvorgang auch keine Erklärung gefunden hat, so scheinen zumindest seine Beeinflussung durch Temperatur und Geschwindigkeit durch Heranziehung der Kristallerholung plausibel.

III. Der Bruch.

Das Zerreißen der Kristalle nach erschöpfter Dehnung kann in mannigfacher Art erfolgen. Die Versuchstemperatur spielt hierbei eine ausschlaggebende Rolle. Versuchsergebnisse über zwei charakteristische, völlig verschiedene Brucharten sollen hier noch kurz erwähnt werden. Der eine Bruchvorgang besteht in der Ausbildung von Zwillingslamellen im gedehnten Kristall, die zu neuerlicher Translation unter starker Einschnürung und zum Zerreißen führen (Beispiel Zn und Cd bei mittleren und höheren Temperaturen). Die zweite Bruchform besteht im Zerreißen nach der bei der vorausgehenden Dehnung als Translationsfläche wirksamen Kristallfläche. (Beispiel Zn bei tiefen Temperaturen.)

Im ersten Fall hat sich ergeben, daß anscheinend die dem Kristall bis zum Zerreißen zuführbare Deformationsenergie (im Gegensatz zu Grenzschubspannung oder Grenzabgleitung, vgl. Abb. 3) nur wenig oder gar nicht von der Versuchstemperatur abhängig ist. Abb. 5 gibt eine graphische Darstellung der erhaltenen Ergebnisse. Thermische Invarianz trat in Versuchen an Cd-Kristallen, bei denen auch die Geschwindigkeit weitgehend verändert wurde, deutlich hervor. Versuche an Zn-Kristallen lieferten eine erheblich größere Streuung der erhaltenen Werte; hier ist auch ein Maximum der Deformationsarbeit bei 150° deutlich erkennbar. Die Mittelwerte der Deformationsarbeit betragen für Cd im Temperaturgebiet von — 185° bis 200° 0,24 cal/g (d. i. $^1/_{11}$ der Schmelzwärme), für Zn im Temperaturgebiet von 20 bis 250° 0,97 cal/g (d. i. $^1/_{21}$ der Schmelzwärme).

Als Bruchbedingung ist dieser rein empirische Befund deshalb besonders merkwürdig, weil im Verlauf der Deformation der größte Teil der zugeführten Energie in Wärme umgesetzt wird und daher im Augenblick des Zerreißens keineswegs mehr im Kristall vorhanden ist.

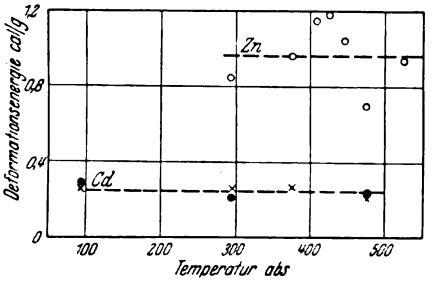


Abb. 5. Deformationsenergie von Zn- und Cd-Kristallen.

Für das Zerreißen nach glatten Kristallflächen hatte sich in einer Reihe früherer Versuche stets ausschließlich die Normalkomponente auf die Reißfläche als wirksam erwiesen. Abb. 6 zeigt nun am Beispiel des Zn-Kristalles schematisch, wie diese Normalspannung von Temperatur und Vorreckung abhängt. Besonders hervorgehoben sei, daß bei extrem tiefen Temperaturen die Translation mit einer erheblichen Herabsetzung der Trennfestigkeit senkrecht zur Translationsfläche verknüpft ist[1]. Es ist anzunehmen, daß es die thermische Kristallerholung ist, die diese Entfestigung durch Translation bei höheren Temperaturen wieder beseitigt. Erholung würde danach hier mit einer Erhöhung einer Festigkeitseigenschaft verbunden sein.

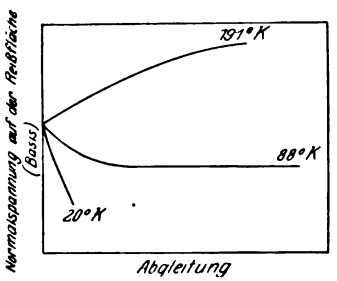


Abb. 6. Schematische Darstellung der „Reißverfestigung" und „Reißentfestigung" der Basis — Translationsfläche von Zn-Kristallen.

Zum Schluß sei noch auf eine mögliche Verknüpfung dieser letzten Beobachtungen über „Reißentfestigung" mit dem Ermüdungsproblem hingewiesen. Vielleicht handelt es sich bei der von P. Ludwik[2] seit langem zur Deutung des Dauerbruches angenommenen „Gitterauflockerung" um die gleiche Erscheinung. Die zur Beseitigung der Trennfestigkeit erniedrigenden Wirkung der Translation notwendige Erholung wäre hier nicht durch Temperaturerniedrigung unterdrückt, in ihrer Wirksamkeit vielmehr zufolge der nur zur Verfügung stehenden kurzen Zeiträume (Schwingungsbeanspruchung) behindert.

[1] M. Polanyi u. E. Schmid: l. c.

[1] Daß die Schubfestigkeit dabei einen sehr erheblichen Anstieg zeigt, ist oben hervorgehoben.

[2] P. Ludwik: Z. Metallkunde Bd. 15, S. 68. 1923; Z. V. d. I. Bd. 71, S. 1532. 1927.

Digitized by Google

Über die Temperaturabhängigkeit der Kristallplastizität. II.

Von **W. Fahrenhorst** und **E. Schmid**[1].

Dehnungsversuche an Cd-Kristallen hatten, wie von W. Boas und dem einen von uns kürzlich gezeigt worden ist, zu den folgenden, für einen weiten Temperaturbereich gültigen Ergebnissen geführt[2]:

1. Die orientierungsabhängigen Dehnungskurven können gut durch eine für die jeweilige Temperatur charakteristische Verfestigungskurve ersetzt werden.

2. Trotz sehr erheblicher Verschiedenheit von Grenzabgleitung und -schubspannung ist die dem Kristall bis zum Zerreißen (durch sekundäre Translation in Zwillingslamellen) zuführbare Schubenergie im wesentlichen von Temperatur und Deformationsgeschwindigkeit unabhängig. Der Wert dieser konstanten Deformationsarbeit betrug im Temperaturbereich von 20° K bis 573° K und bei Belastungsgeschwindigkeiten von 1 und 100 g/s im Mittel 0,244 cal/g (das ist das 4,4fache der spezifischen Wärme bzw. das 0,023fache der Schmelzwärme). Eine Begründung dieses rein empirisch ermittelten Tatbestandes konnte nicht gegeben werden und steht auch heute noch aus. Als Bruchbedingung ist der Befund deshalb besonders merkwürdig, weil im Verlauf der Deformation der größte Teil der zugeführten Energie in Wärme umgesetzt wird und daher im Augenblick des Zerreißens keineswegs mehr im Kristall vorhanden ist.

Wir berichten im nachfolgenden über Versuche an Zn-Kristallen, die zur Prüfung des Gültigkeitsbereiches dieses Energiegesetzes unternommen worden sind. Die Kristalle (von etwa 1 mm² Querschnitt) waren wieder aus der Schmelze gezogen; ihre Länge betrug etwa 40 cm, so daß bis zu 20 Versuchsstücke aus einem Kristall entnommen werden konnten. Ihre Orientierungen sind in Zahlentafel 1 zusammengestellt.

Zahlentafel 1.
Orientierung der untersuchten Zinkkristalle.

Kristall Nr.	Winkel zwischen Drahtachse und Translationsebene %	Translationsrichtung %
1	16°	18°
2	20	21,5
3	21	27,5
4	32	35,5
5	34	36,5
6	44,5	47,5
7	47	48
8	57,5	57,5

Die experimentellen Einrichtungen zur Durchführung der Dehnungsversuche (Schoppersche Festigkeitsprüfer mit Zusatzvorrichtungen) sind die bereits in (I) verwendeten, so daß sich eine nochmalige Beschreibung erübrigt[3].

[1] Original: Z. Physik Bd. 64. 845. 1930.

[2] W. Boas u. E. Schmid: Z. Physik Bd. 61, S. 767. 1930. Im nachfolgenden mit (I) bezeichnet.

[3] Bei der Herstellung der Kristalle und Ausführung der Versuche hat uns Frl. H. Möbes aufs beste unterstützt. Wir sprechen ihr auch hier unseren herzlichen Dank aus.

1. Verfestigungskurven.

Über das Verhalten der Kristalle im Dehnungsversuch bei verschiedenen Temperaturen ist auch bereits in (I) berichtet worden. Da bei Temperaturen von 300° C und darüber der normale Ablauf des Versuchs durch Rekristallisation gestört wird, haben wir als höchste Versuchstemperatur 250° C verwendet. Zu ergänzen sind die erwähnten Angaben durch unsere Feststellung, daß bereits bei — 80° C der Bruch der Kristalle, wie schon früher bei tiefen Temperaturen beobachtet, ohne Zwillingsbildung durch Spaltung nach der Basis erfolgt. Einige Versuche an Kristallen einer anderen Serie (vgl. später) zeigten hingegen, daß die Zwillingsbildung bei — 30° C noch deutlich in Erscheinung tritt. Nachdehnung trat bei dieser Temperatur nicht auf; der Bruch erfolgte in der Regel durch Spaltung in den Zwillingslamellen. Die Reißfläche wurde meist durch eine Kombination von sekundärer Basis und primärer Prisme gebildet.

In Abb. 1 sind für die einzelnen Temperaturen die Verfestigungskurven dargestellt, die aus den direkt erhaltenen Dehnungskurven berechnet wurden[1]. Die Anfangspunkte der Kurven geben die den Beginn starker Abgleitung kennzeichnende kritische Schubspannung, deren Mittelwerte in Abhängigkeit von der Temperatur in Abb. 2 eingetragen sind. Einige frühere Angaben über die Temperaturabhängigkeit der Streckgrenze von Zn-Kristallen finden sich durch diese Kurve im wesentlichen bestätigt[2]. Insbesondere zeigt sich auch hier erneut die an anderen Metallen beobachtete Abnahme des Temperatureinflusses im Bereich höherer Temperaturen. Die Absolutwerte für die kritische Schubspannung waren allgemein tiefer als in früheren Arbeiten (bei 18° C 73 g/mm² gegen 94). Wir vermuten, daß dies auf die andersartige Verunreinigung des hier angewandten Metalls zurückzuführen ist[3].

Wie Abb. 1 weiter erkennen läßt, sind die den einzelnen Temperaturen zugehörigen Kurven gut durch mittlere, für die betreffende Temperatur charakteristische Verfestigungskurven ersetzbar. Zwei Einschränkungen sind hier allerdings zu machen: Erstens besitzt die Ausgleichskurve nur für Temperaturen von 18° C aufwärts einen als Schwerpunkt der Enden der Einzelkurven definierten Endpunkt. Bei tieferen Temperaturen, bei denen

[1] Die auf die Temperaturen 100, 132, 170 und 200° C bezüglichen Kurven sind der Raumersparnis wegen weggelassen.

[2] E. Schmid: Proc. Int. Congr. Appl. Mech. Delft 1924. S. 342. — P. Rosbaud u. E. Schmid: Z. Physik Bd. 32. S. 207. 1925. — M. Polanyi u. E. Schmid: Naturwissensch. Bd. 17, S. 301. 1929.

[3] Das zu dieser Arbeit verwendete Zn hatte an Verunreinigungen: Cd: 0,013%, Pb: 0,031%, Fe: 0,004%, Cu: 0,002%. P. Rosbaud u. E. Schmid: l. c., geben folgende Analyse: Cd: 0,03%, Pb: < 0,01%, Fe: < 0,01%. Der Einfluß des Pb scheint demnach hinter dem des Cd deutlich zurückzustehen. Dieses Verhalten ist nach den Zustandsdiagrammen durchaus verständlich. Während nämlich die Cd-Mengen im Mischkristallbereich liegen, ist dies für 0,03% Pb-Gehalt schon nicht mehr der Fall. (W. M. Pierce und M. S. Palmerton: Trans. Amer. Inst. Met. Eng. Bd. 68, S. 767. 1923.)

Digitized by Google

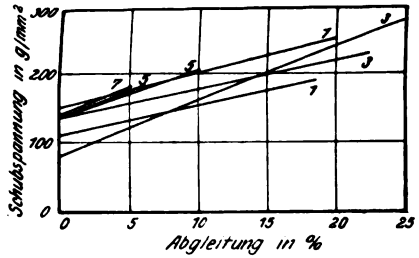


Abb. 1a. — 253° C.

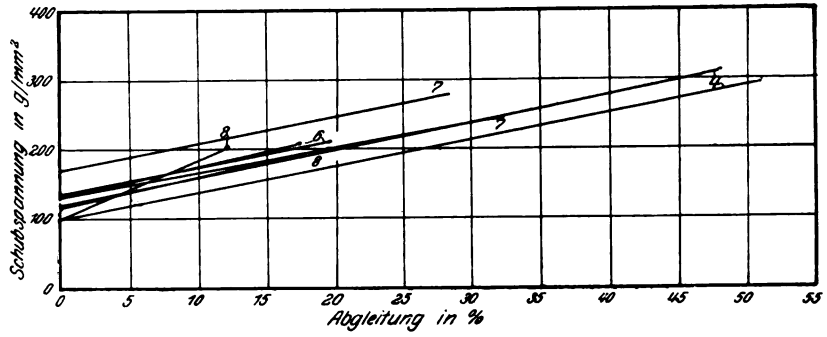


Abb. 1b. — 185° C.

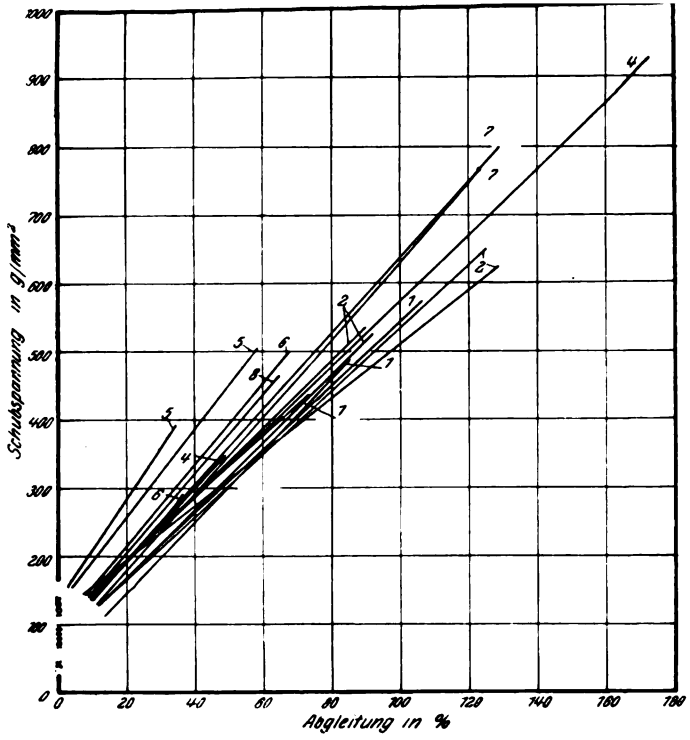


Abb. 1c. — 82° C.

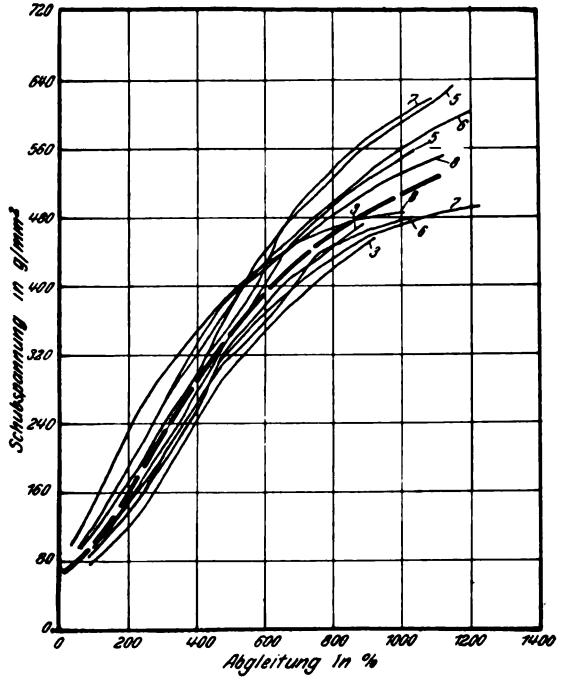


Abb. 1e. 150° C.

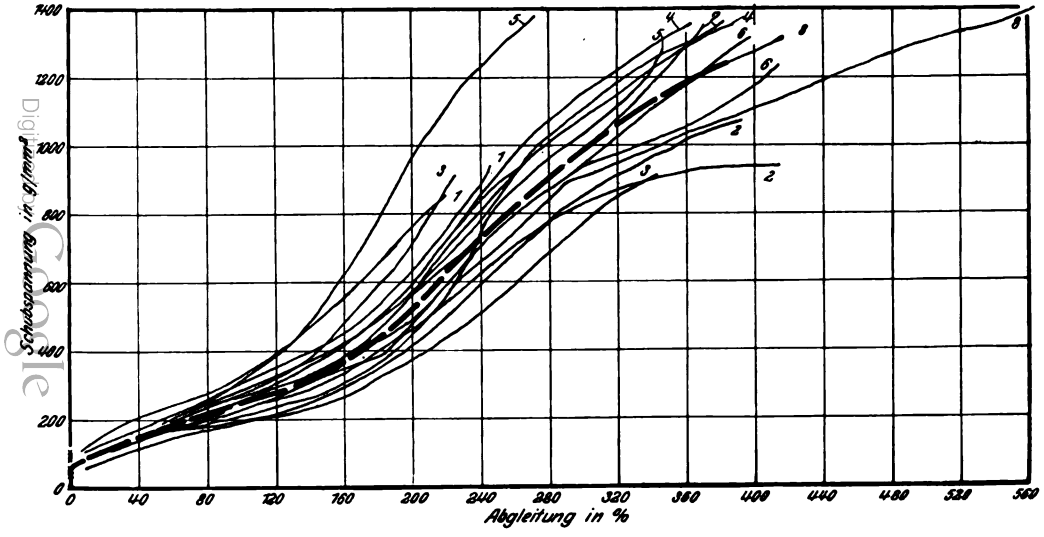


Abb. 1d. 18° C.

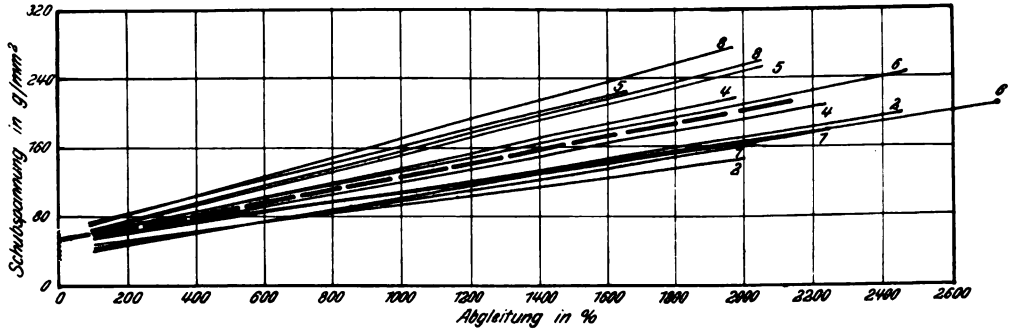


Abb. 1f. 250° C.

Abb. 1a bis f. Verfestigungskurven von Zn-Kristallen bei verschiedenen Temperaturen. (Belastungsgeschwindigkeit ~ 50 g in 10 Sek.)

Digitized by Google

das Zerreißen durch Basisspaltung erfolgt, ist nur die Neigung der Kurven konstant; die erreichte Grenzabgleitung hängt wesentlich von der Ausgangsorientierung des

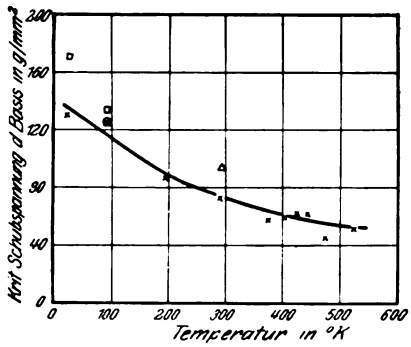


Abb. 2. Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Zn-Kristallen.

Kristalls ab (vgl. auch später). Die zweite Bemerkung bezieht sich auf sehr „schräg orientierte" Kristalle. In Analogie mit den Ergebnissen an Cd-Kristallen zeigten einige orientierende Versuche auch am Zink, daß bei einem Stellungswinkel der Basis im Ausgangskristall von 4° 30′ das Zerreißen erheblich vor Erreichung der für die betreffende Temperatur typischen Grenzabgleitung eintrat.

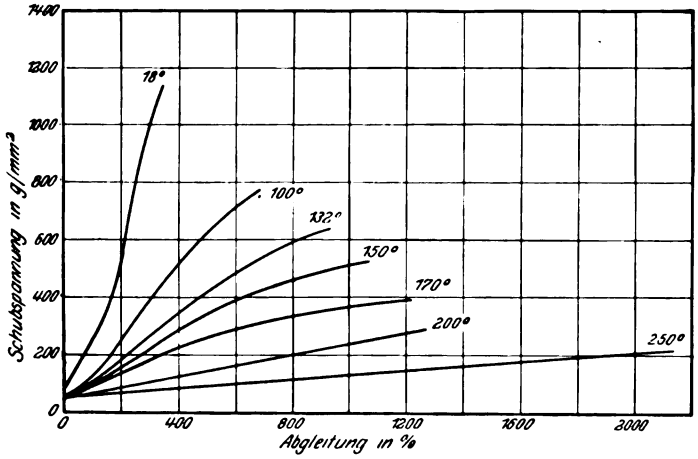


Abb. 3. Temperaturabhängigkeit der Verfestigungskurven von Zn-Kristallen.

Die für Temperaturen von 18° C aufwärts erhaltenen mittleren Verfestigungskurven sind in Abb. 3 zusammengestellt. Die sehr starke Temperaturabhängigkeit der Verfestigung, die durch die Neigung der Kurven gekennzeichnet ist, tritt aus dieser Darstellung deutlich hervor.

2. Schubarbeit.

Aus den in Abb. 3 wiedergegebenen Verfestigungskurven können die Schubarbeiten als Flächen unterhalb der Kurven unmittelbar entnommen werden. Zahlentafel 2 gibt die dabei erhaltenen Zahlenwerte, die graphisch auch in Abb. 4 dargestellt sind. Außer den für Temperaturen über 18° C gültigen Mittelwerten sind in der Zahlentafel auch die maximalen, bei tieferen Temperaturen beobachteten Schubarbeiten eingetragen. Man erkennt, daß die dem Kristall bis zum Zerreißen zugeführte Deformationsenergie, sofern das Reißen durch denselben Vorgang bedingt ist (Temperatur > 18° C), annähernd konstant bleibt. Während Grenzabgleitung und -schubspannung wie 6 : 1 und 1 : 5,7 schwanken, unterscheiden sich die Extremwerte der Schubarbeiten nur um 1,72 : 1. Ihr Mittelwert beträgt 0,97 cal/g, d. i. das 10,4fache der spezifischen Wärme bzw. das 0,042fache der Schmelzwärme. Im Gegensatz zum Cd-Kristall, bei dem ein systematischer Einfluß der Temperatur auf die Schubarbeit nicht erkennbar war, liegt jedoch beim Zn-Kristall bei 150° C ein immerhin deutlich erkennbares, durch mehrere Punkte gestütztes Maximum der Schubarbeit vor.

Zahlentafel 2. Temperaturabhängigkeit der Schubarbeit von Zn-Kristallen.

Temperatur °K	20	88	191	291	373	405	423	443	473	523
Schubarbeit in cal/g	0,017	0,11	0,19	0,84	0,96	1,15	1,18	1,04	0,69	0,94

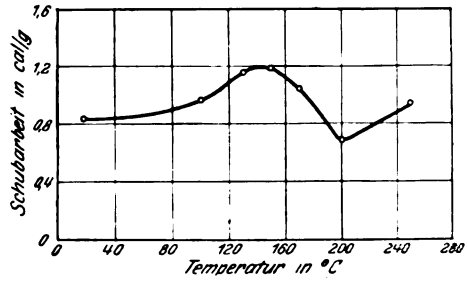


Abb. 4. Temperaturabhängigkeit der Schubarbeit von Zn-Kristallen.

In Übereinstimmung mit dem Abfall der Schubarbeit oberhalb 150° C sinkt auch die (auf den Endquerschnitt bezogene) Zerreißfestigkeit hier plötzlich stärker ab (vgl. Abb. 5)[1]. Vermutlich ist die Tatsache, daß diese Temperatur die geeignetste zur plastischen Verformung polykristallinen Materials darstellt, durch diesen Umstand bedingt.

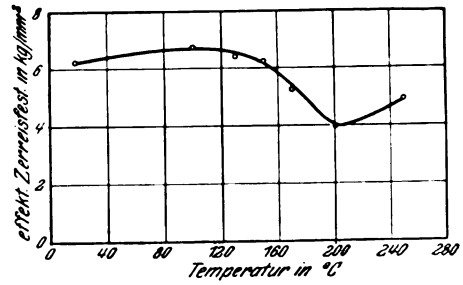


Abb. 5. Temperaturabhängigkeit der effektiven Zerreißfestigkeit von Zn-Kristallen.

3. Kritische Normalspannung der Basis.

In den vorhergehenden Abschnitten sind die Erscheinungen, die beim normalen Verlauf eines Dehnungsversuchs an Zinkkristallen beobachtet werden, beschrieben. An die primäre Basistranslation schließt sich dabei

[1] In der Abb. 5 sind die Mittelwerte der Zerreißfestigkeit eingetragen. Bei Konstanz von Grenzabgleitung und -schubspannung ist jedoch noch eine Abhängigkeit der Zerreißfestigkeit von der Kristallorientierung vorhanden. Die Änderungen sind durch die Schwankungen des Produktes: $\sin\chi_e \cos\lambda_e$ gegeben (χ_e und λ_e Endstellungswinkel der Translationselemente). Sie sind demgemäß sehr klein und bedingen jedenfalls keinen systematischen Fehler in der obigen Darstellung; vgl. hierzu (I).

Digitized by Google

die Ausbildung von Zwillingslamellen, in denen Nachdehnung und Zerreißen des Kristalls erfolgt. Im nachfolgenden wenden wir uns zu den Erscheinungen, die im Bereich tiefer Temperatur beobachtet werden, wo das Zerreißen durch Spaltung nach der Basis- (Translations-) Fläche erfolgt.

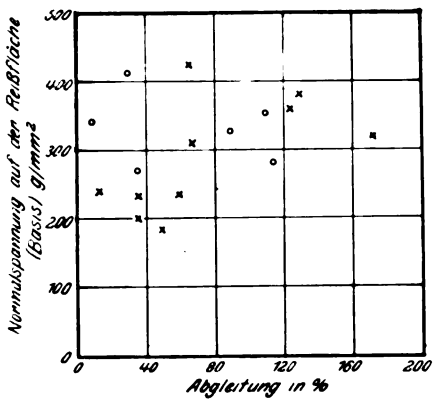


Abb. 6a. — 82° C.

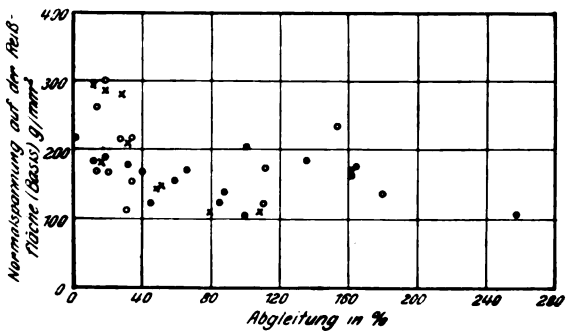


Abb. 6b. — 185° C.

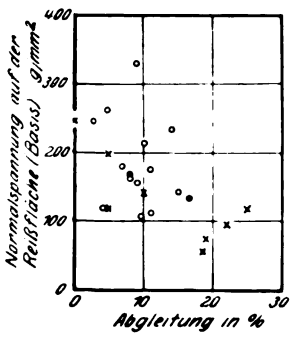


Abb. 6c. — 253° C.

Abb. 6a bis c. Kritische Normalspannung der Basisfläche von Zn-Kristallen als Funktion von Abgleitung und Temperatur.

Frühere Versuche hatten ergeben, daß bei — 185° C das Zerreißen bei Erreichung einer konstanten, vom Ausmaß der vorangegangenen Dehnung unabhängigen Normalspannung auf die Basis eintritt[1]. Das Ergebnis unserer neuen Versuche, die sich auf — 82, — 185 und — 253° C beziehen, ist in der Abb. 6 dargestellt. Außer den im ersten Teil der Arbeit verwandten Kristallen Nr. 1 bis 8 haben wir hier noch 4 Kristalle einer späteren Serie mit untersucht, deren Basisstellungswinkel zwischen 24 und 60° lagen. In die Abbildungen sind überdies noch die Ergebnisse früherer Messungen eingetragen[1]. Wenn auch die Streuung der erhaltenen Werte sehr groß ist, so glauben wir doch aus den Zahlen den Befund ableiten zu dürfen, der in Abb. 7 wiedergegeben ist: von einer für die Abgleitung Null gültigen, im untersuchten Bereich temperaturunabhängigen, kritischen Normalspannung ausgehend[2], steigt bei — 82° C die zum Zerreißen führende Normalspannung mit der Abgleitung an; bei — 185° C zeigt sie einen schwachen, bei — 253° C einen sehr erheblichen Abfall mit zunehmender Abgleitung. Dies würde also heißen, daß die Translation bei tiefen Temperaturen mit einer weitgehenden Herabsetzung der Kristallfestigkeit senkrecht zur Translationsfläche verbunden ist, bei höheren Temperaturen dagegen zu einer Reißverfestigung der Translationsfläche führen kann.

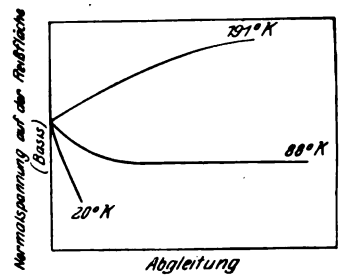


Abb. 7. Reißverfestigung und Reißentfestigung einer wirkenden Translationsfläche.

Bei dem sehr spärlichen Auftreten von Spaltflächen an Mischkristallen scheint es zunächst schwierig, ein weiteres Beispiel zur Untersuchung von Reißentfestigung durch Translation anzugeben. Vielleicht ist das Vorhandensein von Spaltbarkeit im unverformten Ausgangszustand aber gar nicht unbedingt erforderlich. Es ist vielmehr zu vermuten, daß durch Translation bei geeigneten Temperaturen eine, wenn auch nicht sehr vollkommene Spaltbarkeit nach der Translationsfläche herbeigeführt wird.

Die Auffindung einer Reißentfestigung von Kristallflächen durch vorausgehende Translation kann vielleicht als Nachweis der von P. Ludwik[3] zur Erklärung des Dauerbruchs angenommenen „Gitterauflockerung" aufgefaßt werden. Daß im Beginn des Wechselversuchs die kritische Normalspannung von Reißflächen allerdings auch ansteigen kann, ist in früheren Versuchen gezeigt worden[4].

Zusammenfassung.

1. Die Temperaturabhängigkeit der Verfestigungskurven von Zn-Kristallen wird im Bereich von 20 bis 523° K untersucht.

2. Im Bereich normalen Dehnungsablaufs ist die den Kristallen bis zum Zerreißen zugeführte Schubenergie angenähert konstant. Sie beträgt im Mittel 0,97 cal/g.

[1] E. Schmid: l. c.

[1] × Kristalle Nr. 1 bis 8; ○ Kristalle der zweiten Serie; ● E. Schmid: l. c. (— 185° C); ● M. Polanyi u. E. Schmid: l. c. (— 253° C).

[2] Vgl. hierzu E. Schmid: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 154. 1927.

[3] P. Ludwik: Z. Metallkunde Bd. 15, S. 68. 1923; Z. V. d. I. Bd. 71, S. 1532. 1927.

[4] E. Schmid: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 69. 1928.

Digitized by Google

3. Bei Temperaturen unterhalb — 82° C erfolgt das Zerreißen der Kristalle durch Spaltung entlang der Basis- (Translations-) Fläche. Bei — 253 und — 185° C tritt eine mit der vorausgehenden Abgleitung steigende Reißentfestigung auf. Bei — 85° C zeigt die wirkende Translationsfläche eine Reißentfestigung.

Herrn Dr. W. Meißner, dem Leiter des Kältelaboratoriums der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, danken wir verbindlichst für die Überlassung von 7 l flüssigen Wasserstoffs. Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind wir für Unterstützung unserer Versuche zu bestem Dank verpflichtet.

Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium. XII.

Plastizität von Metallkristallen bei tiefsten Temperaturen.

Von **W. Meissner, M. Polanyi und E. Schmid**[1].

Seit einiger Zeit sind Untersuchungen im Gange, die durch Beobachtung des plastischen Verhaltens fester Körper bei tiefen Temperaturen einen Einblick in die Natur der Plastizität geben sollen.

Polanyi, Schmid und Boas[2] hatten im Kältelaboratorium der Reichsanstalt Messungen über das plastische Verhalten von Metallkristallen mit Hilfe von flüssigem und festem Wasserstoff bis herunter zu 12° abs. durchgeführt. Zur Fortsetzung der Arbeiten im Temperaturgebiet des flüssigen Heliums war es erforderlich, flüssiges Helium aus dem Heliumverflüssiger abzuheben, an eine andere Stelle des Laboratoriums zu transportieren und dort in den eigentlichen Versuchsapparat überzuhebern, da die Messungen im Heliumverflüssiger selbst nicht angestellt werden konnten. Ferner mußte ein neuer, für die Versuche geeigneter Versuchsapparat entworfen werden.

A. Ergebnisse der Messungen.

(M. Polanyi und E. Schmid.)

Die bisher mitgeteilten Arbeiten hatten ergeben, daß die Plastizität von Metallkristallen bis zur Temperatur des siedenden Wasserstoffs (20° abs.) erhalten bleibt. Es tritt lediglich eine Erhöhung der Schubfestigkeit ein, die aber bei den untersuchten Metallen, Zn und Cd, äußerstenfalls das Doppelte des Zimmertemperaturwertes erreicht.

Als wesentlich temperaturabhängig erweist sich dagegen die Verfestigung, und zwar, wie wir angenommen haben, deswegen, weil ihr stets die bekanntlich stark temperaturabhängige Erholung entgegenwirkt; je schneller die Dehnung vor sich geht, um so geringer fällt die Verfestigung aus.

Die Erholung erschien uns bisher als ein Vorgang, der lediglich durch Wärmeschwankungen verursacht ist. Diese Auffassung bedarf zwar, wie wir sehen werden, vielleicht einer vom grundsätzlichen Standpunkt aus bedeutsamen Ergänzung, für den hauptsächlichsten Teil der Erscheinungen trifft sie jedoch sicher zu. Zwei Befunde sind es namentlich, die man so verstehen kann: 1. Bei Abkühlung wächst die Steilheit der Dehnungskurven (Verfestigungskoeffizient) zunächst stark an, bis man in das Gebiet so tiefer Temperaturen gelangt, daß die Erholung unmerklich wird. Dort wird der Verfestigungskoeffizient temperaturkonstant. 2. Da die Erholung mit begrenzter Geschwindigkeit fortschreitet, ist auch die Verminderung der Verfestigung, die sie verursacht, um so stärker, je langsamer die Reckung vor sich geht. Die Zunahme der Verfestigung bei wachsender Reckungsgeschwindigkeit ist also ein Maß der Erholung, und es erklärt sich daher, daß bei tiefen Temperaturen die Verfestigungskurven sich auch als von der Geschwindigkeit unabhängig erweisen.

Unsere neuen Versuche, die wieder mit Zn- und Cd-Kristallen ausgeführt wurden, haben ergeben, daß die Plastizität der Kristalle bei kaum veränderter Schubfestigkeit auch bei Abkühlung unter 20° abs. bis auf 1° abs. erhalten bleibt[1] (vgl. Zahlentafel 1). Auch das Verfestigungsvermögen entsprach der früheren Extrapolation. Aus den in Abb. 1 und 2 gezeigten Kurven ersieht man, daß in dem Bereich zwischen 20 und 1° abs. keine Änderung des Verfestigungskoeffizienten bemerkbar ist. Sowohl der Vergleich von Dehnungskurven verschiedener Stücke desselben Kristalls, als auch Änderung der Temperatur während der Dehnung eines Kristallstückes haben dies erwiesen.

Zahlentafel 1. Streckgrenze eines Zn- und Cd-Kristalls bei tiefsten Temperaturen.

Temperatur abs.	Streckgrenze in g/mm²	
	Zn-Kristall	Cd-Kristall
20°	695	150, 160
12	656, 760	130
4,2	450	140
1,2	< 700	< 230

Aus den Versuchen letzterer Art kann man auch in empfindlicher Weise den Einfluß der Temperatur auf die Streckgrenze gedehnter Kristalle ablesen. Bei Unterbrechung der Dehnung und Abkühlung von 20 auf 12° oder von 4 auf 1° zeigt sich bei Fortsetzung der

[1] Original: Z. Physik Bd. 66, S. 477. 1930.

[2] M. Polanyi u. E. Schmid: Naturwissensch. Bd. 17, S. 301. 1929. — M. Polanyi: Metallwirtsch. Bd. 9, Heft 26. 1930. — W. Boas u. E. Schmid: Z. Physik Bd. 57, S. 575. 1929; Bd. 61, S. 767. 1930.

[1] Da die Atomwärme der untersuchten Kristalle bei 1° abs. nur mehr 0,00003 beträgt, könnte das Bedenken auftauchen, daß die Ergebnisse durch die Temperaturerhöhung, welche von der Reckung herrührt, irgendwie gefälscht seien. Das ist jedoch bei Kristallen, die in ein siedendes Flüssigkeitsbad eintauchen, nicht möglich, weil die Oberfläche stets die richtige Temperatur haben muß. Auch kann sich das Innere bei den Dehnungsgeschwindigkeiten, die wir benutzt haben, nicht überhitzen. Die pro Sekunde im Draht entstehende Wärmemenge von etwa 10^{-3} cal wird schon durch einen Temperaturunterschied von $^1/_{30\,000}$° C abgeführt.

Digitized by Google

Reckung, daß die Spannung deutlich ein wenig (∼ 10%) über den zuletzt erreichten Betrag erhöht werden muß, um Weiterdehnung zu bewirken. Dieser Effekt erscheint sehr merkwürdig, da der Einfluß einer Abkühlung von 4 auf 1° auf die Dichte und die elastischen Eigenschaften verschwindend klein ist.

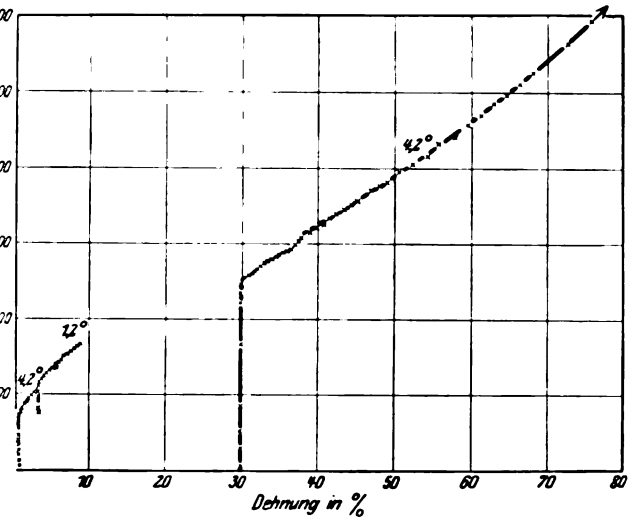


Abb. 1. Dehnungskurve eines Cadmiumkristalls bei Temperaturen des flüssigen Heliums. Zuerst bei 4,2°, dann bei 1,2° gedehnt. Bei der Wiedererwärmung von 1,2° auf 4,2° trat durch eine Störung eine ruckartige Dehnung bis auf 30% auf. Der Versuch mußte nach 76% Dehnung abgebrochen werden, ohne daß der Kristall zerrissen war. Maß des Verfestigungskoeffizienten ist die Neigung der Kurve.

In ganz anderer Größenordnung als dieser auch bei tiefsten Abkühlungen noch vorhandene Temperatureffekt, beeinflußt die bei Erwärmung auf höhere Temperaturen eintretende Erholung die Plastizität. Sehr ausgeprägt sieht man das beispielsweise bei dem in Abb. 2

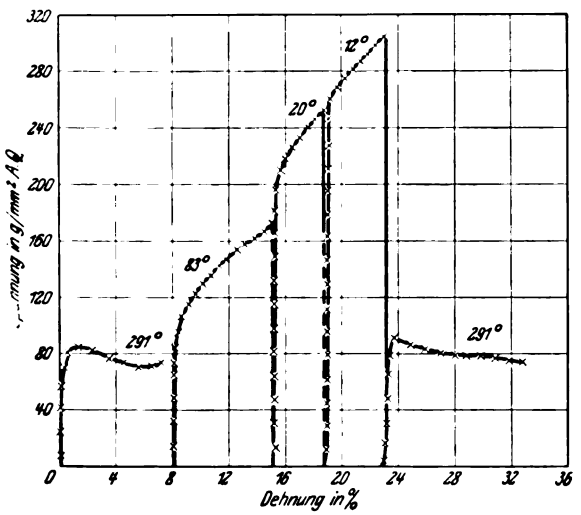


Abb. 2. Variation der Temperatur zwischen 291° und 12° abs. bei der Dehnung eines Cd-Kristalls. Übereinstimmende Verfestigungskoeffizienten bei 20° und 12°.

dargestellten Versuch an Cadmium, wo die hohe, durch Reckung bei tiefen Temperaturen erzielte Festigkeit durch Erwärmung auf Zimmertemperatur fast völlig beseitigt wird.

Die bisher berichteten Ergebnisse haben sämtlich das Bild bestätigt, das durch die früheren bei Wasserstofftemperatur ausgeführten Versuche nahegelegt war. Nun muß noch auf die bereits angedeutete Abweichung von diesem Bilde hingewiesen werden. Sie besteht in einer zwar geringfügigen, aber bei einzelnen Kristallen stets wiederkehrenden Fließerscheinung, die auch bei den Heliumtemperaturen noch beobachtet werden konnte. Die Abb. 3 und 4 zeigen einige Fließkurven von Cd bei 4,2 und 1,2°. Wir teilen hier diesen Befund mit, obwohl es noch zweifelhaft ist, ob diese Erscheinung nicht durch sonst unfühlbar gebliebene Erschütterungen bedingt ist, was noch eingehend zu prüfen sein wird. Sollte das nicht der Fall sein, so würde das plastische Fließen noch bei tiefsten Temperaturen einen allmählichen Verlauf haben. Es würde also stets eine geringe Geschwindigkeitsabhängigkeit übrigbleiben, die nicht durch Wärmeschwankungen bedingt und daher im Grenzfalle tiefster Temperaturen auch unabhängig von der Temperatur wäre.

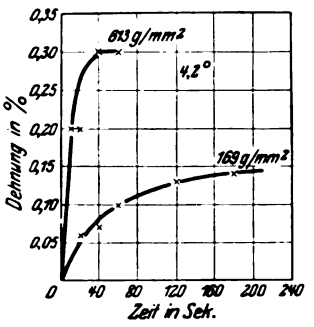


Abb. 3.

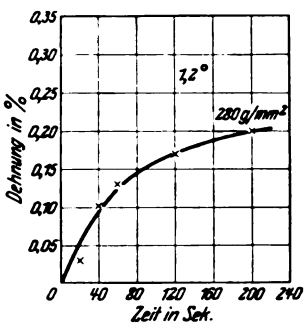


Abb. 4.

Abb. 3 u. 4. Fließkurven eines Cadmiumkristalls bei Temperaturen des flüssigen Heliums. Die den Kurven beigegebenen Zahlen stellen die Spannungswerte am Beginn des Fließens dar. Durch das Fließen nimmt die Spannung, der Konstruktion des Dehnungsapparates entsprechend, um etwa 1% ab.

Als Kernfrage der Plastizität erscheint zur Zeit die nach der Ursache des niedrigen Wertes der Schubfestigkeit, die 1000mal kleiner ist als die „theoretische Schubfestigkeit", deren Größe bei etwa 300 kg/mm² zu erwarten wäre[1]. Die Versuche bei Heliumtemperatur bestätigen es, daß man die niedrige Schubfestigkeit nicht durch Wärmeschwankungen erklären kann; sie nötigen zur Annahme, daß der plastische Vorgang auch beim absoluten Nullpunkt bei gleich geringen Spannungen eingeleitet werden könnte, wie bei Raumtemperatur, daß er also im wesentlichen ein athermischer Vorgang ist.

Über die Größe des Wirkungsbereichs der athermischen Plastizität sollen uns zukünftige systematische Versuche belehren. Einstweilen sei nur betont, daß das plastische Verhalten amorpher Körper von der athermischen Plastizität durchaus abweicht und ganz auf Wärmebewegung zu beruhen scheint.

Wir gelangen zu folgendem Überblick:

1. Athermische Plastizität

kommt bei Kristallen vor (bei tiefen Temperaturen untersuchte Beispiele, Zink- und Cadmiumkristalle). Die Verformung tritt bei niedrigen Spannungen ein, die etwa $^1/_{1000}$ der „theoretischen" Schubfestigkeit betragen. Dieses Verhalten bleibt bis zu den tiefsten Temperaturen unverändert. Die athermische Verformung führt zur Verfestigung, welche die Tragfähigkeit um mehr als das

[1] Siehe Anm. Nr. 2 auf S. 30.

Digitized by Google

Hundertfache erhöhen und damit in die Nähe der „theoretischen" Festigkeit bringen kann.

Der Verlauf der bei tiefsten Temperaturen aufgenommenen Dehnungskurven ändert sich mit der Temperatur in kaum merklichem Maße. Immerhin betrug der Spannungsanstieg bei Übergang von 1,2 auf 4,2° noch etwa 10%. Auch der Einfluß der Verformungsgeschwindigkeit ist bei diesen Temperaturen fast Null. Nur mit sehr empfindlichen Methoden läßt sich eine gewisse Zeitabhängigkeit der Verformung nachweisen, die aber vielleicht auf Störungen beruht. Die Erklärung der athermischen Plastizität liegt noch im Dunkeln. Wenn sich der zuletzt erwähnte allmähliche Verlauf bei tiefsten Temperaturen bestätigt, so würde hierdurch das athermische Fließen in die Klasse der zeitlich verlaufenden und dennoch temperaturunabhängigen Vorgänge eingereiht werden, deren klassisches Beispiel die Radioaktivität ist und deren mögliches Vorhandensein im Gebiet molekularer Umwandlungen in den letzten Jahren häufig diskutiert worden ist[1].

2. Thermische Plastizität.

Wenn in einem amorphen Körper Selbstdiffusion vor sich geht, so gleicht sich hierdurch eine angelegte Spannung aus[2]. Das bedingt eine Art Fließen, die dem bekannten thermischen Charakter der Selbstdiffusion folgen muß. Dieses thermische (durch Wärmeschwankungen verursachte) Fließen muß, wie die Selbstdiffusion, exponentiell von der Temperatur abhängen und beim absoluten Nullpunkt verschwinden. Die Verformungsgeschwindigkeit muß der Anspannung etwa proportional ansteigen. Unsere bisherigen Kenntnisse über amorphglasige Körper weisen darauf hin, daß deren Verformung lediglich thermischer Art ist.

3. Athermische Plastizität und überlagerte (thermische) Entfestigung.

Die partielle Zerstörung des Kristallbaues, die bei Verformung eintritt, bringt das plastische Verhalten der Kristalle jenem der amorphen Körper näher. Bei tiefen Temperaturen äußert sich das in dem starken Aufrücken der Schubfestigkeit mit fortschreitender Deformation. Bei gewöhnlicher Temperatur ist diese Mittelstellung für das ganze Verhalten deformierter kristalliner Materie kennzeichnend. Einer im Grunde genommen athermischen und mit Verfestigung einhergehenden Verformung wirkt entgegen die thermisch bedingte Entfestigung (Erholung oder auch Bekristallisation), derzufolge die Dehnungskurven von Temperatur und Geschwindigkeit erheblich abhängig werden[3].

[1] M. Polanyi u. E. Wigner: Z. phys. Chem. Bd. 139, S. 441. 1928 (Haber-Band). — R. M. Langer: Phys. Rev. Bd. 34, S. 92. 1929. — M. Born u. J. Frank: Gött. Nachr. 1930, S. 77; vgl. auch Naturwissensch. Bd. 17, S. 309, 1929.

[2] R. Becker: Phys. Z. Bd. 26, S. 919. 1926.

[3] Nähert sich bei weiterer Temperatursteigerung die Entfestigungsgeschwindigkeit der Verfestigungsgeschwindigkeit, so tritt die Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der Dehnungskurve wieder mehr und mehr zurück. Den Grenzfall stellt verfestigungsfreie Dehnung mit konstanter Schubfestigkeit des Translationssystems dar (W. Boas u. E. Schmid l. c.).

B. Die Mittel zur Durchführung der Versuche.

(W. Meißner.)

Das Abhebern des flüssigen Heliums aus dem Verflüssiger, das im Leidener Kälelaboratorium schon seit einiger Zeit durchgeführt wird[1], und das Überhebern in den Versuchsapparat bedarf besonderer Vorkehrungen, da die Verdampfungswärme des flüssigen Heliums nur etwa 0,6 cal/cm³ beträgt. Die Vorkehrungen zum Überhebern müssen danach derartige sein, daß beim Überhebern von flüssigem Stickstoff weniger als 1,2% desselben verdampfen, da andernfalls beim Überhebern des flüssigen Heliums das gesamte flüssige Helium schon in Dampf verwandelt wird. Die im folgenden beschriebenen Einrichtungen sind andersartige als die Leidener, entsprechend dem andersartigen Bau des Verflüssigers selbst und der Versuchsapparate.

Abb. 5 stellt das gesamte Schema der Versuchseinrichtung dar. Abb. 6 ist die Reproduktion einer photographischen Aufnahme derselben. In Abb. 5 ist links der eigentliche Versuchsapparat zur Bestimmung der Plastizität dargestellt, rechts das Vorratsgefäß für flüssiges Helium mit den dazugehörigen Nebenapparaten. Das vorrätige flüssige Helium befindet sich in einer gläsernen, innen verkupferten Vakuummantelflasche F_1, die von einem mit flüssigem Stickstoff gefülltem, zylindrischen, metallenen Vakuummantelgefäß F_2 mit Adsorptionskohlegefäß A_1 umgeben ist. Der Hals L der gläsernen Vakuummantelflasche ist bis dicht unter der Oberfläche des flüssigen Stickstoffes doppelwandig, oberhalb derselben einfach. Er ist durch eine Metallkappe K und übergestreiftem Gummischlauch abgedichtet. In der Metallkappe K sind eingelötet: 1. Ein Neusilberrohr N_1, durch das der Faden läuft, der den Schwimmer W_1 über eine Rolle hinweg mit seinem Gegengewicht W_2 verbindet. Letzteres bewegt sich in einem aufgekitteten Glasrohr, so daß der Stand des flüssigen Heliums an W_2 abgelesen werden kann. 2. Ein Neusilberrohr R_1, das zu einer Gummiblase B und zu zwei Ventilen V_1 und V_2 führt. 3. Ein Neusilberrohr mit einem Flansch, durch den, abgedichtet durch Paraffin, die Zuführungen Z_1 zu einer am Boden von F_1 befindlichen Heizspule S_1 und die Drähte eines Thermoelementes T_1 führen. 4. Ein Rohransatz aus Neusilber, durch welchen mittels Gummischlauchdichtung der Vakuummantelheber H_1 eingeführt ist.

Das Vakuummantelgefäß F_2, das flüssigen Stickstoff enthält, ist durch einen Filzdeckel D_1 verschlossen.

Beim Einfüllen des flüssigen Heliums in F_1 wird der Heber H_1 so weit in die Höhe gezogen, daß er eben nur durch den Hals von F_1 reicht. Das andere Ende von H_1 ist durch Gummischlauchdichtung an ein Ventil V_3 angeschlossen, das andererseits zunächst verbunden zu denken ist mit einem Heber H_2, der in den Heliumverflüssiger hineinführt. Das Ventil V_3 ist ähnlich gebaut wie die früher beschriebenen Absperrventile für flüssige Luft und flüssigen Wasserstoff[2]. Während aber die früher benutzten Ventile nur durch eine Umhüllung mit Seidenzupf

[1] H. Kamerlingh Onnes: Comm. Leiden, Suppl. Nr. 50, 1924, S. 6.

[2] W. Meißner, Artikel: Erzeugung tiefer Temperaturen und Gasverflüssigung. Handb. d. Physik v. Geiger u. Scheel Bd. 11, S. 334. Berlin: Julius Springer 1927.

Digitized by Google

gegen Kälteverluste geschützt waren, besitzen die zum Überhebern von flüssigem Helium verwendeten Ventile einen Vakuummantel mit metallenen Wänden. Von diesem Vakuummantel aus, dessen Wandung seinerseits noch mit Seidenzupf umgeben ist, führt ein Kupferrohr K (Abb. 5) zu einem mit flüssigem Stickstoff gefüllten, kleinen Vakuummantelgefäß F_3. Dieses Ansatzrohr enthält Adsorptionskohle, so daß im Vakuummantel ein hohes Vakuum entsteht. Außerdem wird durch das Ansatzrohr hindurch der Metallmantel des Ventils nahezu bis zur Temperatur der flüssigen Luft abgekühlt, so daß die Verluste, die im Ventil durch Zustrahlung von Wärme entstehen, weitgehend herabgesetzt werden. Aus den früher angestellten Rechnungen über diese Verluste[1] geht hervor, daß sie bei Kühlung des äußeren Mantels

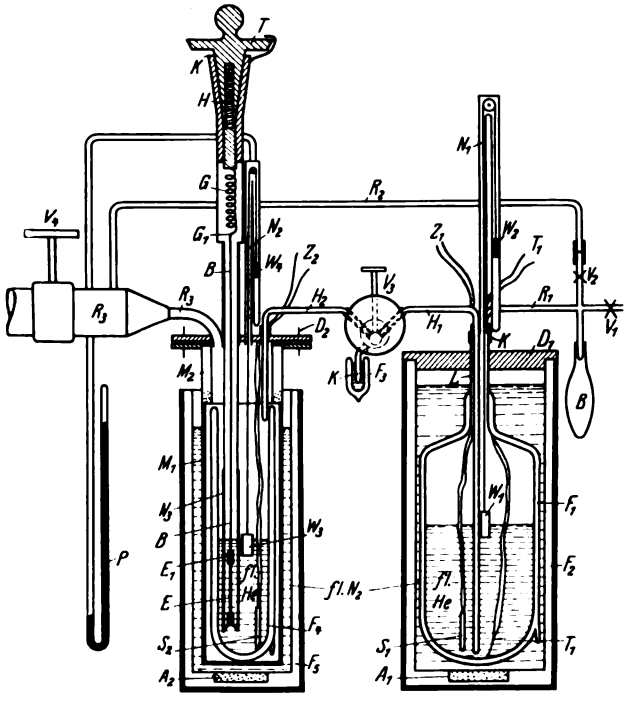


Abb. 5. Schema der Versuchseinrichtung.

mit flüssigem Stickstoff klein werden gegen die durch Wärmeleitung entlang des Halses der Vakuummantelflasche bzw. der Zuleitungsrohre zum Ventil entstehenden. Aus diesem Grunde wurde sowohl die Vakuummantelflasche F_1 wie das Ventil V_3 außen nur mit flüssigem Stickstoff, nicht mit flüssigem Wasserstoff gekühlt.

Vor dem Ansetzen des Gefäßes F_1 an den Heliumverflüssiger wird etwas flüssiger Wasserstoff in F_1 eingefüllt. Nach dem Ansetzen an Ventil V_3 des Heliumverflüssigers wird der flüssige Wasserstoff mittels der Heizspule S_1 verdampft, bis das Thermoelement T_1 eine Temperatur anzeigt, die etwas oberhalb der des flüssigen Wasserstoffs liegt. Sodann wird F_1 bei geschlossenem Ventil V_3 über das Ventil V_1 hinweg evakuiert und über Ventil V_2 hinweg mittels Gummischlauchdichtung an einen Heliumgasbehälter angeschlossen. Nunmehr wird über Ventil V_3 flüssiges Helium übergehebert, indem im Innern des Heliumverflüssigers ein Überdruck von etwa 0,2 Atm. erzeugt wird. Die Vakuummantelheber H_1 und H_2 besitzen Kapillaren mit einem Innendurchmesser von etwa 2,5 mm, damit das flüssige Helium möglichst rasch hindurchgeleitet werden kann und so prozentual wenig beim Überleiten verdampft. Durch die geschilderten Vorkehrungen wurde erreicht, daß beim Überheberweniger als 50% des flüssigen Heliums verdampfen. Man erhält im Gefäß F_1 mit der Heliumverflüssigungsanlage des Kältelaboratoriums etwa 1,5 bis 2 l flüssiges Helium pro Stunde. Das Gefäß F_1 faßt bis zu 2,5 l flüssiges Helium. Es verdampfen in ihm nur etwa 30 cm³ flüssiges

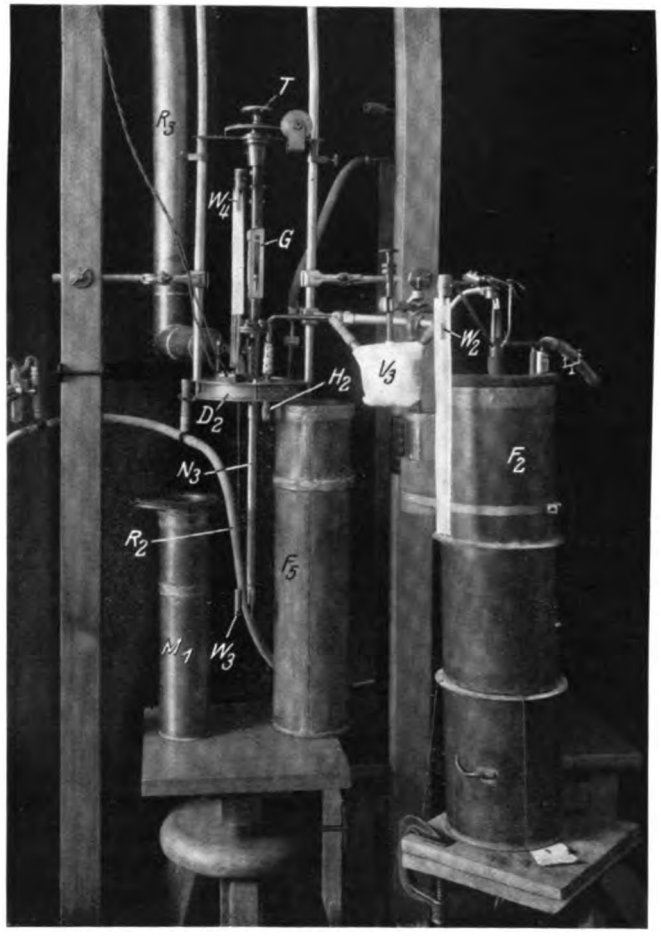


Abb. 6. Versuchsanordnung zur Durchführung von Dehnungsversuchen bei tiefsten Temperaturen.

Helium pro Stunde, so daß man das flüssige Helium in ihm viele Stunden lang aufbewahren kann.

Ist das Gefäß F_1 bis zur gewünschten Höhe mit flüssigem Helium gefüllt, so wird es mit einem besondersartigen Kurbeltisch unter 45° gegen die Horizontale von dem Ventil V_3 so weit weggekurbelt, daß die Gummischlauchverbindung zwischen V_3 und H_1 abgeklemmt und sodann von V_3 gelöst werden kann. Nunmehr kann das Gefäß mit flüssigem Helium bei geschlossenen Ventilen V_1 und V_2 an eine andere Stelle transportiert werden. Während des Transports sammelt sich das verdampfte Helium in der Gummiblase B an.

Natürlich kann man statt der Vorratsflasche F_1 an den Heliumverflüssiger auch direkt das Gefäß mit flüssigem Helium anschließen, in dem die Versuche angestellt werden sollen. Ein solches Verfahren ist in letzter Zeit für andere Versuche auch angewendet worden, weil

[1] W. Meißner u. B. Voigt: Z. ges. Kälteind. Bd. 37, 31. Heft, S. 1—8. 1930.

Digitized by Google

dabei das Überhebern von flüssigem Helium nur einmal nötig ist. Im vorliegenden Falle war es aber wegen der anzustellenden Versuche erwünscht, das flüssige Helium in einen anderen Raum zu transportieren und dort in den Versuchsapparat überzuhebern.

In den eigentlichen, in Abb. 5 links dargestellten Versuchsapparat führt nun ein Heber H_2, der an seinem Ende ein genau gleiches Ventil V_3 trägt, wie der aus dem Heliumverflüssiger herausführende Heber. Zum Ansetzen des Vorratsgefäßes F_1 an das Ventil V_3 des Versuchsapparates wird zunächst der Heber H_1 bis zum Boden des Gefäßes F_1 hinuntergeschoben, sodann die Gummischlauchverbindung bei noch zugeklemmtem Gummischlauch mit V_3 hergestellt und das Innere des Versuchsapparates, das wieder mit flüssigem Wasserstoff vorgekühlt wird, bei geöffnetem Ventil V_3 evakuiert. Sodann wird V_3 geschlossen. Die Schlauchklemme wird von der Schlauchverbindung mit H_1 gelöst und das Vorratsgefäß mittels der besondersartigen Kurbelvorrichtung unter 45° an V_3 herangekurbelt, bis der Heber H_1 ganz in das Ansatzrohr von V_3 eingeführt ist. Nunmehr kann das Überhebern des flüssigen Heliums aus F_1 in den Versuchsapparat durch Öffnen des Ventils V_3 erfolgen. Das Innere von F_1 wird außerdem über Ventil V_2 hinweg durch die Leitung R_2 mit dem Rohr R_3 verbunden, durch welches der Heliumdampf aus dem Innern des Versuchsapparates über Ventil V_4 zum Heliumgasometer geleitet oder mit Hilfe einer Vakuumpumpe abgepumpt werden kann.

Der eigentliche Versuchsapparat ist folgendermaßen eingerichtet: Das gläserne, verkupferte Vakuummantelgefäß F_4 für flüssiges Helium befindet sich im Innern eines Neusilbermantels M_1, der oben einen doppelwandigen, evakuierten, unten Nußkohle enthaltenden Ansatz M_2 trägt. M_2 besitzt oben einen Flansch, mit dem unter Zwischenlage einer Gummidichtung der Deckel D_2 verschraubt werden kann. Die Verschraubung erfolgt, wie bei früheren Gelegenheiten von mir angegeben[1], unter Zwischenlage von Schraubenfedern. Dieselben bewirken einerseits, daß die Gummidichtung dicht bleibt, und dienen andererseits als Sicherheitsventil für den Fall, daß in F_4 zu großer Überdruck auftritt.

In den Deckel D_2, der aus Holz besteht und mit dünnem Neusilberblech bekleidet ist, sind folgende Rohre eingelötet: 1. Das Rohr R_3, das zum Fortführen bzw. zum Abpumpen des verdampften Heliums dient. 2. Ein Neusilberrohr N_2, durch welches ein Faden führt, der den Schwimmer W_3 mit seinem in einem Glasrohr beweglichen Gegengewicht W_4 über eine Rolle hinweg verbindet. 3. Ein Neusilberrohr mit einem Flansch, aus welchem, durch Paraffin abgedichtet, die Zuführungen Z_2 zur Heizspule S_2 sowie die Drähte eines Thermoelements führen. 4. Ein Neusilberrohr, das zu einem Quecksilbermanometer P zur Messung des Heliumdampfdruckes führt. 5. Ein Neusilberrohransatz mit Gummischlauchdichtung zur Einführung des Hebers H_2. 6. Ein Neusilberrohr N_3, das den eigentlichen Versuchsapparat aufnimmt. Der Mantel M_1 ist bis etwas unterhalb des Vakuummantels M_2 von flüssigem Stickstoff umgeben, der sich in einem metallenen Vakuummantelgefäß F_5 mit Adsorptionskohlegefäß A_2 befindet.

Das Neusilberrohr N_3, das den eigentlichne Versuchsapparat enthält, ist oberhalb des flüssigen Heliums bis zum Deckel soweit abgedreht, als die Festigkeit zuläßt, um die Wärmezufuhr zum flüssigen Helium möglichst gering zu machen. N_3 ist unten offen und besitzt oben unterhalb des Deckels kleine seitliche Öffnungen, so daß das flüssige Helium in ihm ebenso hoch wie in F_4 steht. Am Ende von N_3 ist der auf Plastizität zu prüfende Einkristall E eingespannt, der an seinem oberen Ende eine Einspannvorrichtung E_1 trägt, von der aus ein Draht B durch das Rohr N_3 hindurchführt bis zur Feder G, die dauernd Zimmertemperatur behält. G besitzt am unteren Ende bei G_1 eine Marke, aus deren Verschiebung mittels Kathetometers die Längenänderung von E bestimmt werden kann. Die Feder G kann durch den Teilkopf T mit konischer Abdichtung K mit Hilfe der Schraube H angespannt werden. Aus der Drehung des Teilkopfes T kann die Anspannung der Feder und somit die Zugkraft, die auf E ausgeübt wird, abgelesen werden, in genau derselben Weise, wie dies bereits bei früheren Versuchen von Polanyi und Schmid der Fall war.

Durch Abpumpen des Heliumdampfes mittels einer zum Heliumgasometer führenden Pumpe über Ventil V_4 hinweg konnte der Dampfdruck bis auf 1 mm Quecksilbersäule erniedrigt werden. Die fest verlegte Rohrleitung R_3 hat einen Innendurchmesser von etwa 65 mm.

Auch in dem Gefäß F_4, das etwa $^3/_4$ l flüssiges Helium faßt, falls es bis zu $^3/_4$ Höhe gefüllt wird, verdampft das flüssige Helium so wenig, daß man mit einer Füllung mehrere Stunden arbeiten kann.

Nach Beendigung der Versuche wird der Rest des flüssigen Heliums mittels der Heizspulen S_1 und S_2 verdampft. Bei den gesamten Versuchen geht Heliumgas in nennenswerter Weise nicht verloren.

In der photographischen Reproduktion Abb. 6 ist: F_2 das Vakuummantelgefäß aus Metall für flüssigen N_2, in dem sich das Vorratsgefäß für flüssiges Helium befindet. W_2 das Gegengewicht des Schwimmers zur Standanzeige des flüssigen He. V_3 das Ablaßventil. H_2 der Heber für flüssiges He. F_5 das (abgenommene) metallene Vakuummantelgefäß für flüssigen N_2 des Versuchsapparats. M_1 das Metallgefäß, in dem das Gefäß für flüssiges He steckt. D_2 der Deckel dazu, W_3 der Schwimmer, W_4 sein Gegengewicht. N_3 das in flüssiges He eintauchende Neusilberrohr mit dem Einkristall. G die Feder. T der Teilkopf zur Messung der Federspannung. R_3 das Rohr zum Abpumpen des He-Dampfes. R_2 die Verbindung des Vorratsgefäßes für flüssiges Helium mit R_3.

Es wurden für die Versuche etwa 5 l flüssiges Helium, für die Versuche mit flüssigem Wasserstoff etwa 36 l flüssiger Wasserstoff hergestellt.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sagen wir für die Unterstützung unserer Untersuchungen den ergebensten Dank.

[1] W. Meißner: Ann. Physik Bd. 47, S. 1024. 1915.

Digitized by Google

Über die Zerreißfestigkeit und Spaltbarkeit von Wismut- und Antimonkristallen.

Von G. Wassermann[1].

Elemente wie Wismut und Antimon, die ihrem chemischen Verhalten nach nur noch als halbmetallisch anzusprechen sind, unterscheiden sich auch in ihren mechanischen Eigenschaften deutlich von den eigentlichen Metallen. Ein wesentliches Kennzeichen der Metalle, die hohe Plastizität, ist bei ihnen gar nicht oder nur in geringem Maße vorhanden. Ein solches Verhalten ist auch für einzelne Kristalle dieser Elemente charakteristisch. Die Kristalle sind mechanisch spröde, d. h. ihre Translationsfähigkeit ist nur gering oder fehlt vollständig. Bei mechanischer Beanspruchung, z. B. bei Zug oder Biegung erfolgt der Bruch, selbst wenn anfänglich Translation stattfand, stets durch Spalten längs einer Kristallfläche.

Wismut- und Antimonkristalle haben, wie die Zahlentafel 1 zeigt[2], mehrere, verschiedenartige Spaltflächen. Es ist daher zu vermuten, daß je nach der Orientierung des Raumgitters zur Stabachse kristallographisch verschiedene Spaltflächen beim Zerreißen der Kristalle freigelegt werden. Ferner ist eine Beziehung zwischen der Festigkeit senkrecht zu den verschiedenen Spaltflächen und der Güte der Spaltbarkeit denkbar. Im folgenden wird über einige Versuche berichtet, die zur Klärung dieser Fragen beitragen sollen.

Zahlentafel 1. Spaltbarkeit von Wismut und Antimon[3].

	nach (0001) = (111)	nach (0112) = (110)	nach (0221) = (111)	nach (1120) = (101)
Bi	vollkommen	unvollkommen	ziemlich gut	—
Sb	sehr vollkommen	ziemlich vollkommen	deutlich	unvollkommen

A. Wismut.

1. Ergebnisse bisheriger Untersuchungen.

Die Reißfestigkeit von Wismutkristallen wurde bereits von M. Georgieff und E. Schmid untersucht[4]. Es hatte sich gezeigt, daß der Bruch der Kristalle stets dann erfolgte, wenn die senkrecht zur Reißfläche wirkende Normalspannung den Wert von 324 g/mm² (im Mittel) erreichte. Der Winkel χ, den die Reißfläche mit der Längsrichtung des Kristalldrahtes bildet, lag bei den untersuchten Kristallen zwischen 28 und 79°[5]. Die Reißfläche wurde mit hoher Wahrscheinlichkeit als die Basisfläche (0001) = (111) bestimmt, welche die am besten spaltende Fläche des Wismuts ist (vgl. Zahlentafel 1). Für Orientierungen mit querliegender Basis (χ_B nahe 90°) ist ja die zum Zerreißen notwendige Normalspannung N_B auf die Basisfläche nicht viel kleiner als die Zugspannung Z ($N = Z\sin^2\chi$). Die bei diesen Orientierungen auf andere Spaltflächen (vor allem die Rhomboederflächen (0221) = (111) wirkenden Normalspannungen sind hingegen nur gering, jedenfalls kleiner als die Normalspannung N_B auf die Basis. Das ist sicher der Fall für Kristalle mit $90° \geq \chi_B \geq 54°\,11'$. Für $35°\,49' \geq \chi_B \geq 0°$ liegt dagegen immer eine Rhomboederfläche querer als die Basis.

Wenn trotzdem die Basis bei diesen Orientierungen noch als Reißfläche auftritt, so heißt dies, daß die kritische (d. h. zum Zerreißen notwendige) Normalspannung der Rhomboederfläche höher liegt als die der Basis. Ein Kristall mit $\chi_B = 28°$, der nach Georgieff und Schmid noch nach der Basis reißt, hat senkrecht zu einer Rhomboederfläche mindestens 680 g/mm² ausgehalten, ohne nach dieser Fläche zu zerreißen. Schon aus den früheren Versuchen ergibt sich also, daß die Normalspannung der Rhomboederfläche wesentlich höher liegen wird als die der Basis.

2. Herstellung der Kristalle.

Die von Georgieff und Schmid verwendeten Kristalle waren nach dem Ziehverfahren von Czochralski hergestellt worden. Da für die neuen Versuche Kristalle mit möglichst anderer Orientierung erwünscht waren ($\chi_B < 28°$), wurde das Ziehverfahren nicht wieder verwendet. Das hat allerdings den Nachteil, daß die erhaltenen Werte nicht ohne weiteres mit den früheren vergleichbar sind. Doch wäre diese Vergleichbarkeit auch bei Verwendung desselben Verfahrens nicht gewährleistet gewesen, da ja schon geringe Änderungen des Gehaltes an Verunreinigungen oder der Ziehgeschwindigkeit die mechanischen Eigenschaften der Kristalle stark beeinflussen können[1].

Die Herstellung der Kristalle erfolgte durch langsames Erstarrenlassen der Schmelze in evakuierten Glasröhren. Das Verfahren zur Herstellung der Schmelze im Vakuum ist bereits früher beschrieben worden[2]; es sei daher hier nicht darauf eingegangen. Die Abkühlung der Schmelze wurde jetzt stets so vorgenommen, daß die Rohre in bekannter Weise mittels eines Uhrwerkes langsam durch einen elektrischen Ofen gesenkt wurden. Um jede mechanische Beanspruchung zu vermeiden, wurde das Glas mit Hilfe von Flußsäure zerstört. In alkoholischer Salpetersäure ließen sich die Kristalle äußerst brilliant ätzen, so daß leicht zu erkennen war, ob der erhaltene Stab (von etwa 4 mm Durchmesser) aus einem einzigen Kristall bestand.

3. Spaltbarkeit, mechanische Zwillingsbildung.

Die erhaltenen Kristalle waren sämtlich so orientiert, daß die Basis sehr schräg zur Stabachse lag. Da beim Ätzen die Basis in den Ätzgrübchen freigelegt wird und starke Reflexion zeigt, läßt sich ihre Lage z. B. mit Hilfe

[1] Original: Z. Krist. Bd. 75, S. 369. 1930.

[2] Nach P. Niggli: Lehrb. d. Mineralogie II, S. 118.

[3] Die Indizierung wird hier und auch im folgenden stets hexagonal und rhomboedrisch vorgenommen.

[4] M. Georgieff u. E. Schmid: Z. Physik Bd. 36, S. 759. 1926.

[5] Für Orientierungen mit $\chi_B < 56°$ mußten die Kristalle bei — 80° zerrissen werden, um das Auftreten von Translation zu verhindern.

[1] Vgl. z. B. P. Rosbaud u. E. Schmid: Z. Physik Bd. 32, S. 197. 1925. — W. Boas u. E. Schmid: Z. Physik Bd. 54, S. 16. 1929.

[2] E. Schmid u. G. Wassermann: Z. Physik Bd. 46, 653. 1928.

Digitized by Google

der Bridgmankugel bestimmen. Ferner gelingt es leicht, durch Spalten die Basis freizulegen.

Während bei den untersuchten Kristallen die Translation gar nicht in Erscheinung trat, so daß sie hier völlig außer acht gelassen werden kann, muß auf den zweiten Mechanismus der plastischen Kristalldeformation, die mechanische Zwillingsbildung näher eingegangen werden.

Abb. 1. Geätzter Wismutkristall mit Zwillingslamellen. $v = 3{,}5$.

Die mechanische Zwillingsbildung von Wismut (und Antimon) ist schon seit langem bekannt. Die Zwillingselemente wurden von Mügge bestimmt[1]. Zwillingsfläche ist eine $(01\bar{1}2) =$ (110)-Fläche, II. Kreisschnittsebene $(1011) = (100)$, der Betrag der Schiebung ist $s = 0{,}1176$.

Das Auftreten von Zwillingslamellen ist zunächst nur an dem bekannten Zwillingsgeräusch festzustellen. Erst beim Ätzen treten die Zwillingslamellen deutlich sichtbar hervor (vgl. Abb. 1), da sie das Licht anders reflektieren und deshalb heller oder dunkler erscheinen als der ursprüngliche Kristall. In der Zwillingslamelle liegt nämlich die (in den Ätzgrübchen freigelegte) Basis in Richtung einer der ursprünglichen Rhomboederflächen und befindet sich daher mit der ursprünglichen Basisfläche nicht gleichzeitig in Reflexionsstellung. Die Abb. 2 zeigt eine mikroskopische Aufnahme der Mantelfläche eines geätzten Wismutkristalles. Die Richtung der Stabachse verläuft von

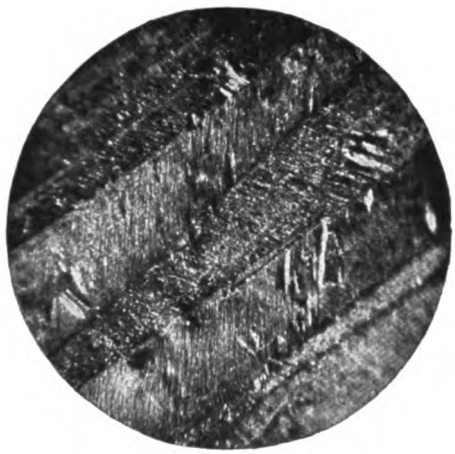


Abb. 2. Ätzrillen der Basis auf der Oberfläche eines z. T. verzwillingten Wismutkristalles. $v = 35$.

oben nach unten. Die Basis liegt längs im Stab und senkrecht zur Bildebene. Man erkennt deutlich die im ursprünglichen Kristall von oben nach unten (parallel der Basis) verläufenden Ätzrillen. In den Zwillingslamellen dagegen liegen die Ätzrillen viel querer, nämlich in Richtung einer Rhomboederfläche des ursprünglichen Kristalles.

Auf der Basisspaltfläche sichtbare Streifen werden ebenfalls stets durch Zwillingslamellen verursacht. Sie sind schon auf der ungeätzten Fläche deutlich erkennbar. Entsprechend den 3 Zwillingsebenen lassen sich maximal 3 solcher Streifensysteme feststellen, die sich unter Winkeln von 60° schneiden.

Streifungen auf einer Rhomboederfläche sind dagegen meist durch Stufen der Basis verursacht. Weitere Streifensysteme können hier entweder durch Stufen der beiden anderen Rhomboederflächen verursacht sein und schneiden dann die kräftigere Basisstreifung unter 60°, oder es handelt sich auch hier um Zwillingsstreifen, die dann die Basisstreifung unter etwa 30° (berechnet 31° 12′) schneiden, wie die Abb. 3 zeigt.

Eine goniometrische Vermessung des Winkels zwischen der Spaltfläche im nicht verzwillingten und verzwillingten Kristall war meist nicht möglich wegen der beim Spalten stets eintretenden leichten Verbiegung der Fläche. Nur in 2 Fällen konnten Winkel von 2° 5′ und 2° 55′ bestimmt werden (berechneter Wert 2° 18′)[1].

Die (unvollkommene) Spaltbarkeit nach der Fläche $(0112) = (110)$ (vgl. Zahlentafel 1) konnte nicht bestätigt werden. Nur an der Grenze Zwilling-Nichtzwilling gelang es, in Richtung dieser Fläche zu spalten. Abb. 4

Abb. 3. Rhomboederspaltfläche von Wismut mit Basisstreifung und zwei Scharen von Zwillingsstreifen.

Abb. 4. Wismutkristall mit gespaltener Zwillingsfläche und Basis.

zeigt eine solche an der Zwillingsgrenze erhaltene Spaltfläche. Sie besteht aus sehr vielen, kleinen Stufen von Basis und Rhomboederfläche. Die längs liegende Spaltfläche ist die Basis, auf der deutlich weitere Zwillingslamellen erkennbar sind.

4. Zerreißversuche.

Zur Ausführung der Zerreißversuche wurden die Kristalle in besondere Fassungen eingekittet[2]. Bei der Empfindlichkeit des Versuchsmaterials gegen Verbiegungen, exzentrische Belastung u. dgl. war es nicht ratsam, die Versuche mit Hilfe einer Zerreißmaschine auszuführen. Daher wurde mittels eines auf Spitzen gelagerten Bügels an die untere Fassung eine Waageschale mit einer Flasche gehängt und die Belastung durch Zufließenlassen von Bleischrot und Wasser vorgenommen.

Da die Basisfläche ziemlich längs lag, waren die Kristalle ihrer Orientierung nach zur Bestimmung der kritischen Normalspannung der Rhomboederfläche durchaus geeignet. Nun trat jedoch vor dem Zerreißen stets mechanische Zwillingsbildung ein (mit Ausnahme von 2 Kristallen, bei denen das Zerreißen nach der Basisfläche erfolgte). Zuweilen war auch kein Zwillingsgeräusch hörbar:

[1] O. Mügge: N. J. Min. 1886 I, S. 183.

[1] Vgl. O. Mügge: a. a. O.

[2] Vgl. E. Schmid u. G. Wassermann: a. a. O.

Digitized by Google

die Untersuchung der Reißfläche zeigte jedoch auch in diesen Fällen das Vorhandensein von Zwillingslamellen an, die offenbar erst unmittelbar vor dem Zerreißen entstanden waren. Bemerkenswert ist, daß niemals größere Abschnitte oder gar der ganze Kristall gleichmäßig verzwillingten, sondern daß stets einzelne, ziemlich schmale Lamellen auftraten.

Die Kristalle rissen zwar nach einer Rhomboederfläche, doch war die Reißfläche stets stark von Zwillingslamellen durchsetzt. So erklärt es sich, daß die Konstanz der erhaltenen Normalspannungswerte sehr schlecht ist. Schon aus dem obenerwähnten Befund über die Spaltbarkeit an der Zwillingsgrenze geht hervor, daß diese Grenze eine mechanisch besonders schwache Stelle des Kristalles darstellt. Vor allem ist ja aber an den verzwillingten Stellen die Rhomboederreißfläche zur Basisfläche geworden. Es ist nicht bekannt, wie die Basisnormalspannung durch die Zwillingsbildung beeinflußt wird. Man kann aber annehmen, daß je nach dem Grade der Zwillingsbildung die Festigkeit der Reißfläche mehr oder weniger stark herabgesetzt wird. Da die Lamellen ganz unregelmäßig auftreten, war jedoch eine quantitative Berücksichtigung ihres Einflusses nicht möglich. Die erhaltenen Normalspannungswerte sind also als Mindestwerte aufzufassen. In Zahlentafel 2 gibt χ_B den Winkel der Stabachse zur Basis und χ_R den zur Rhomboederfläche an. Z ist die Zugspannung und N die Normalspannung auf die Basis- bzw. Rhomboederreißfläche. Als Mittelwert von N_R ergibt sich 688 g/mm². Wenn auch der genaue Wert nicht feststellbar ist, so zeigen diese Versuche doch in Übereinstimmung mit dem aus den Ergebnissen von Georgieff und Schmid errechneten Mindestwert, daß die Normalspannung der Rhomboederfläche mehr als doppelt so groß ist, wie die der Basis. Die Werte für N_B, die an zwei geeignet orientierten Kristallen erhalten wurden, stimmen mit den Werten von Georgieff und Schmid ebenfalls leidlich überein.

Zahlentafel 2. Zerreißversuche an Wismutkristallen.

Winkel zwischen Drahtachse und		Zerreißfestigkeit	Normalspannung auf die	
Basis	Rhomboederfläche		Basis N_B	Rhomboederfläche N_R
χ_B	χ_R	Z g/mm²	g/mm²	g/mm²
5°	65°	835	9	685
6°	65°	917	10	752
6°	67°	832	9	704
8°	62°	878	17	685
9°	61°	829	20	633
9°	62°	978	24	763
14°	89°	650	—	650
15°	87°	697	46	695
—	53°	948	—	605
—	62°	909	—	710
64°	6°	374	302	41
82°	—	277	271	—

Eine Translation der Kristalle während der Belastung konnte nicht beobachtet werden. Durch die Zwillingsbildung, die ja an sich schon eine geringe Dehnung hervorruft, kommt jedoch die Basis in eine translationsfähige Lage. Daß trotzdem keine Translation erfolgt, dürfte vor allem darin begründet sein, daß die bevorzugte Ausbildung schmaler Lamellen die Entstehung kristallographisch einheitlicher Translationsflächen verhindert.

Die Kristalle von Georgieff und Schmid sind nicht auf Zwillinge untersucht worden. Es ist jedoch mit ziemlicher Sicherheit anzunehmen, daß keine Zwillingsbildung erfolgte. Da die Basis meist ziemlich quer lag, wäre nämlich die Zwillingsbildung mit einer Verkürzung des Kristalles verbunden gewesen, d. h. die Zwillingsbildung könnte nur durch Stauchung, aber nicht durch Zugbeanspruchung herbeigeführt werden. Auch Kapitza[1] berichtet nichts über das Auftreten von Zwillingen. Aus der Beschreibung, die er von der Entstehung der sog. „cracks" gibt, geht indessen wohl deutlich hervor, daß es sich hierbei um den Vorgang der mechanischen Zwillingsbildung handelte. Goetz[2], der ebenso wie Kapitza ein Verfahren zur Herstellung von möglichst spannungsfreien Wismutkristallen ausgearbeitet hat, berichtet über das Auftreten von mechanischer Zwillingsbildung. Interessant ist, daß auch bei diesen Kristallen die Zwillinge nur in Form von schmalen Lamellen auftraten, obwohl die Kristalle aus chemisch sehr reinem Material und unter ganz besonderen Vorsichtsmaßregeln hergestellt waren. Das Auftreten von schmalen Lamellen scheint also nicht durch besondere Unreinheit des Wismuts oder Unvollkommenheiten der Kristalle bedingt zu sein.

Leider ergeben die vorstehend beschriebenen Zerreißversuche kein klares Bild über die Normalfestigkeit von Kristallflächen verschiedener Spaltbarkeit. Immerhin liegen doch Anzeichen dafür vor, daß die kritische Normalspannung und die Spaltbarkeit verschiedener Flächen sich gleichsinnig ändern, und zwar derart, daß die leichter spaltende Fläche eines Kristalles auch die geringere Normalspannung hat. Mit Hilfe der Bestimmung kritischer Normalspannungen ist es so vielleicht möglich, die Spaltbarkeit von Kristallflächen einigermaßen quantitativ zu bestimmen. Ob diese Methode es ermöglicht, auch die Spaltbarkeit verschiedener Kristalle miteinander zu vergleichen, kann heute noch nicht entschieden werden.

B. Antimon.

Die Herstellung der Kristalle war bei Antimon etwas schwieriger als bei Wismut, da die Schmelze sehr viel Gas abgab.

Die Orientierung der Kristalle war ähnlich wie bei Wismut (Basis ziemlich längs liegend) und in allen Fällen nahezu gleich. Die kritische Normalspannung der Basis konnte somit nicht festgestellt werden. Es wurden nur einige, orientierende Zerreißversuche vorgenommen. Die Spaltbarkeit des Antimons ist etwas verschieden von der des Wismuts, da die Zwillingsebene besser spaltet als die Rhomboederfläche. Infolgedessen trat in den meisten Fällen die Zwillingsfläche als Reißfläche auf. Allerdings waren stets auch Stufen der Rhomboederfläche vorhanden. In allen Kristallen traten Zwillingslamellen auf, die noch schmaler waren als die bei Wismut beobachteten. Abb. 5 zeigt eine Aufnahme eines geätzten Kristalls, bei dem die Zwillingslamellen so schmal und dicht sind, daß sie einer Translationsstreifung täuschend ähneln. Zahlen-

[1] P. Kapitza: Proc. Roy. Soc. A. Bd. 119, S. 358. 1928.
[2] A. Goetz: Phys. Rev. Bd. 35, S. 193. 1930.

Digitized by Google

tafel 3 gibt eine Übersicht über die erhaltenen Festigkeitswerte. Man erkennt, daß die Orientierung aller Kristalle nahezu gleich ist. Die Zugfestigkeiten sind daher ziemlich konstant, ebenso die kaum davon abweichenden Normalspannungen der Rhomboederfläche. Ob diese Normalspannung für den Eintritt des Reißens maßgebend ist, läßt sich daher nicht feststellen. Sicher ist jedenfalls, daß auch bei Antimon die mechanische Zwillingsbildung von wesentlichem Einfluß auf den Reißvorgang ist.

Abb. 5. Sehr feine Zwillingslamellen auf der Oberfläche eines Antimonkristalls. $v = 17$.

Zahlentafel 3. Zerreißversuche an Antimonkristallen.

Winkel zwischen Drahtachse und			Zerreißfestigkeit Z	Normalspannung auf die	
Basis χ_B	Zwillingsfläche χ_{Zw}	Rhomboederfläche χ_R		Zwillingsfläche N_{Zw}	Rhomboederfläche N_R
			g/mm²	g/mm²	g/mm²
10°	46°	82°	568	299	557
15°	45°	78°	663	332	633
15°	46°	79°	711	367	685
15°	50°	84°	675	390	668
16°	51°	85°	606	366	601
20°	57°	91°	693	418	693
20°	57°	92°	593	357	593
22°	58	94°	652	468	647
22°	59°	94°	656	482	652
22°	59°	95°	773	567	765

Abb. 6. Basisspaltfläche von Antimon mit Zwillingsstreifung. $v = 15$.

Abb. 6 zeigt die Basisspaltfläche eines Antimonkristalles mit zahlreichen Zwillingsstreifen. Diese Zwillinge waren durch Drücken des Kristalles zwischen den Fingern (im Sinn einer Verbiegung des Stabes) erzeugt worden. Unter dem Mikroskop ließ sich nun deutlich beobachten, daß bei Druck in entgegengesetzter Richtung die Zwillingsstreifen wieder verschwanden. Dieser Vorgang, der an polykristallinen Schliffen schon früher beobachtet war[1], konnte mehrmals hintereinander wiederholt werden.

Zusammenfassung.

1. In Übereinstimmung mit Versuchen von Georgieff und Schmid wurde festgestellt, daß die Rhomboederreißfläche von Wismutkristallen eine kritische Normalspannung von mehr als 680 g/mm² aufweist.

2. Bei der mechanischen Beanspruchung von Wismut- und Antimonkristallen tritt leicht mechanische Zwillingsbildung ein. Die Angaben Mügges über die Elemente der Zwillingsbildung werden bestätigt.

3. Die Bestimmung von Reiß-Normalspannungen scheint einen quantitativen Vergleich der Spaltbarkeit kristallographisch verschiedener Flächen zu ermöglichen.

C. Wismut-Antimon.

Es sei schließlich noch über Versuche zur Herstellung von Wismut-Antimon-Mischkristallen berichtet. Wismut-Antimonkristalle haben ja ein sehr ausgedehntes Erstarrungsintervall und sind schwer zu homogenisieren[2]. Dementsprechend war es nicht möglich, nach dem oben beschriebenen Verfahren größere, homogene Mischkristalle zu erhalten. Man erhält zwar Stücke, die relativ gute Spaltflächen ergeben; durch Ätzen wird jedoch die starke Inhomogenität der Kristalle deutlich sichtbar. Wie die Abb. 7 zeigt, entsteht ein dendritisches Gefüge.

Abb. 7. Inhomogener Wismut-Antimonkristall mit 60% Wismut.

Es bildet sich zunächst ein antimonreicher Mischkristall, so daß in der unmittelbaren Nachbarschaft der Kristallisationszone die Schmelze an Antimon verarmt und der Wismutgehalt des Kristalles sehr schnell zunimmt. Bei weiterem Vorrücken der Erstarrungszone ist wieder genügend Antimon vorhanden, so daß der Vorgang von neuem beginnt. Die nach Seng[3] theoretisch anzunehmende „Ausscheidungsfolge mit viel Antimon zu Beginn und viel Wismut zuletzt" ist also tatsächlich vorhanden, erstreckt sich aber wegen zu geringer Diffusion in der Schmelze nur über kleine Bereiche. Beim Ätzen der von Seng hergestellten Mischkristalle ergab sich übrigens, daß auch hier die geschilderte Inhomogenität vorhanden war.

[1] I. Czochralski: Moderne Metallkunde. Berlin 1924. S. 117.

[2] K. Hüttner u. G. Tammann: Z. anorg. Chem. Bd. 44. S. 138. 1905. — M. Cook: J. Inst. Metals Bd. 28, S. 421. 1922.

[3] H. Seng: Mitt. Materialpr.-Amt 1927, 105.

Digitized by Google

Elastizitätsmessungen mit Röntgenstrahlen.

Von **G. Sachs** und **J. Weerts**[1].

Die höchste Genauigkeit in der Bestimmung von Gitterkonstanten erzielt man im allgemeinen nur durch Vermessen von Interferenzen mit Glanzwinkeln nahe 90° bei genügender Auflösung. Solche Präzisionsverfahren ermöglichen zur Zeit die Absolutbestimmung von Gitterkonstanten mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 3 \cdot 10^{-4}$ Å. Es lassen sich also Änderungen des Gitterparameters der Gebrauchsmetalle auf etwa $\pm 0{,}01\%$ ihres Wertes genau feststellen. Für technische Untersuchungen erscheint eine von uns kürzlich angegebene Vorrichtung[2] von besonderem Wert, mit der Präzisionsaufnahmen ohne weiteres auch an beliebig großen Prüfstücken gemacht werden können. Es besteht nunmehr grundsätzlich die Möglichkeit, örtliche elastische Formänderungen eines metallischen Körpers von bekanntem Ausgangsgitter direkt mittels Röntgenstrahlen zu messen und daraus auf die dazugehörigen Spannungen zu schließen.

Im folgenden entwickeln wir die Methode solcher Messungen und berichten über erste Versuche an einem besonders geeigneten Objekt.

Es zeigt sich, daß an Duralumin die für Elastizitätsmessungen erforderliche Genauigkeit bei Verwendung von CuK_α-Strahlung ohne Schwierigkeiten erreicht werden kann. Beim wichtigsten Baustoff, Eisen, sind dagegen die erreichbaren elastischen Formänderungen so klein, daß die bisher erzielte Genauigkeit noch nicht ausreicht, wie vorläufige Versuche (Aufnahmen an Weicheisen mit Mo-Strahlung) bestätigten. Es soll versucht werden, die Genauigkeit soweit zu steigern, daß röntgenographische Spannungsmessungen auch an Bauteilen aus Eisen möglich werden, also auf $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ Å.

Versuchsdurchführung.

Abb. 1 zeigt rechts eine Vorrichtung, in der ein Blechstreifen auf zwei Schneiden gelagert und unter dem Druck einer mittels Mikrometerschraube zu verschiebenden dritten Schneide gebogen werden kann. Die Vorrichtung wird, entsprechend der Abb. 1, so aufgestellt, daß der ausgeblendete Primärstrahl die Probe an der Stelle größter Durchbiegung senkrecht zu ihrer Oberfläche, und zwar auf der gezogenen Seite, trifft. Die zurückgeworfenen Interferenzen einer geeigneten Strahlung werden in der früher beschriebenen Weise auf einem Film aufgefangen, der so groß ist (13 × 18 cm²), daß er von den letzten K_α-Interferenzen ganz und von den nächsten zum erheblichen Teil getroffen wird. Der dazu erforderliche Abstand zwischen dem bestrahlten Punkt der Probenoberfläche und dem Film wird mittels Stichmaßes eingestellt und nach Änderung der Durchbiegung der Probe mit Hilfe einer zweiten Mikrometerschraube, die die Biegevorrichtung mit der eingespannten Probe parallel zum Primärstrahl verschiebt, jedesmal wieder hergestellt.

Als Material wählten wir wegen seiner großen Dehnung an der Streckgrenze ein veredeltes Duralumin (681 B$^1/_3$). Der gebogene Streifen hatte 1,01 mm Dicke bei 100 mm Auflagerabstand. Abb. 2 zeigt einige der mit Kupferstrahlung[1] gewonnenen Aufnahmen. Die Ausmessung der Interferenzkreise war dadurch erschwert, daß sie in einzelne Punkte aufgelöst sind. Immerhin erreichten wir durch jedesmal rund zehn Messungen über verschiedene Durchmesser eine genügende Genauigkeit für die Änderung der Gitterkonstante (vgl. Zahlentafel 2 und Abb. 5). Die Absolutgenauigkeit der Werte ist wohl auch wegen gewisser subjektiver Beeinflussung der Messungen geringer (vgl. die Absolutwerte in Zahlentafel 2).

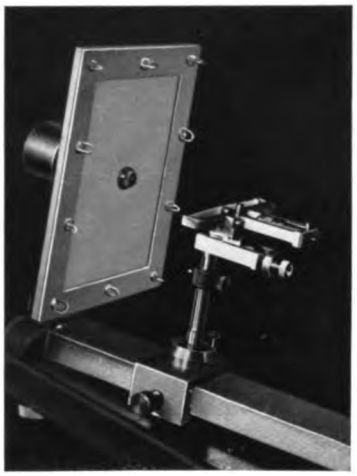


Abb. 1. Versuchseinrichtung zur röntgenographischen Bestimmung elastischer Gitterdeformationen. (Etwa $^1/_4$ natürlicher Größe.)

Die Einzelmessungen zeigten überdies, daß auch in verspanntem Material die Interferenzen mit großen Ablenkungswinkeln innerhalb der Fehlergrenzen auf Kreisen liegen, deren Mittelpunkt in die Blendenachse fällt. Die weiter unten gebrachte theoretische Untersuchung ergibt die Gründe hierfür.

Um daher die Auswertung zu vereinfachen und möglichst eine etwas größere Genauigkeit zu erzielen, haben wir eine weitere neuartige Vorrichtung ausgebildet, die in Abb. 3 dargestellt ist. Die Primärstrahlblende wird mit dem Filmträger während der Aufnahme mittels Schneckenrad und Schnecke stetig um ihre Achse gedreht. Mit dieser Vorrichtung erzielten wir die in Abb. 4 wiedergegebenen Aufnahmen, für die wir nunmehr schmale Filmstreifen wie früher[2] benutzten.

Abb. 2 und 4 zeigen nun anschaulich, daß mit zunehmender Verspannung die Interferenzkreise kleiner werden, also der Abstand der abbildenden Kristallflächen sich verringert. Für die Linien 511 beträgt die Verringerung der mittleren Durchmesser bis zur Streckgrenze auf den Originalfilmen etwa $3^1/_2$ mm, in Abb. 2 und 4 etwa 2 mm. Daß hier eine Abnahme festgestellt wird, hängt mit der Lage des Röntgenstrahls zum Deformationstensor

[1] Original: Z. Physik Bd. 64, S. 344 bis 358. 1930.

[2] G. Sachs u. J. Weerts: Z. Physik Bd. 60, S. 481 bis 490. 1930.

[1] Die Aufnahmebedingungen waren die gleichen, wie früher mitgeteilt (G. Sachs u. J. Weerts: a. a. O.). Abstand Probe-Film rd. 80 mm, Belichtungszeit bei ruhendem Film 4 Std., bei Anwendung eines Drehfilms (siehe weiter unten) 5 Std.

[2] G. Sachs u. J. Weerts: a. a. O.

Digitized by Google

zusammen, worüber im nächsten Abschnitt eingehender zu sprechen ist.

Bei großen Durchbiegungen, welche bleibende Verformungen erzeugen, werden die Interferenzen dann unscharf, so daß der Ausmessung bald eine Grenze gesetzt ist. Dem entspricht die Krümmung in der Kurve der endgültig gewonnenen Änderung der Gitterkonstanten (Abb. 5). Die Verwendbarkeit des hier entwickelten Verfahrens ist also auf Fälle vorwiegend elastischer Beanspruchung eines zuvor nicht kaltverformten oder zwecks Entfernung der Eigenspannungen angelassenen Stoffes beschränkt.

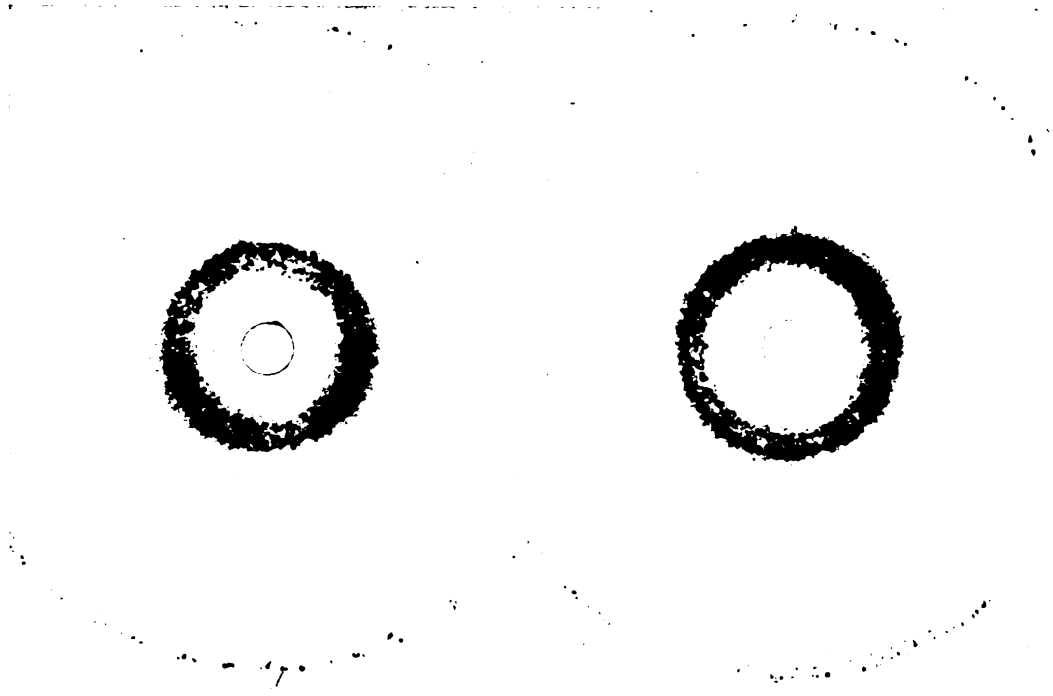


Abb. 2. Röntgenaufnahmen auf ruhendem Film von ungespanntem (rechts) und bis zur Streckgrenze gespanntem (links), veredeltem Duraluminblech. ($^6/_{10}$ natürlicher Größe.)

Abb. 3. Vorrichtung für Präzisionsaufnahmen auf Filmen, die während der Aufnahme um die Blendenachse gedreht werden (etwa $^1/_4$ natürlicher Größe).

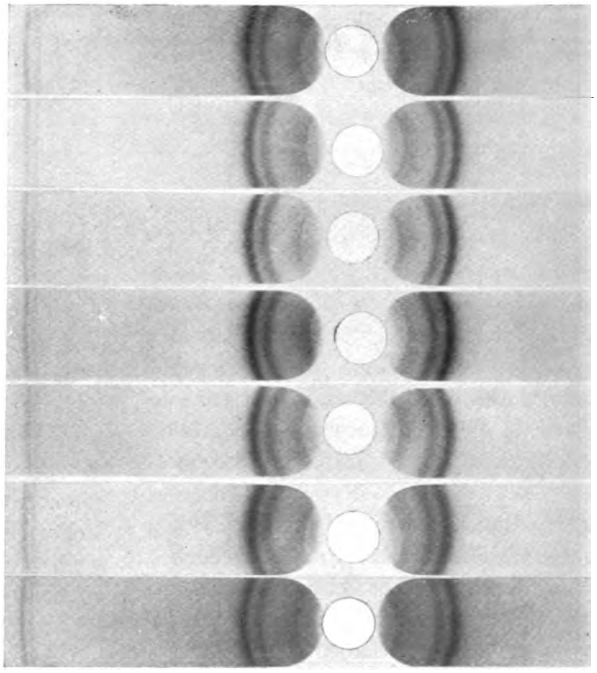


Abb. 4. Präzisions-Röntgenaufnahmen von verschieden stark gespannten, veredeltem Duraluminblech. (Drehfilme, $^6/_{10}$ natürlicher Größe.) Die beigeschriebenen Zahlen geben die Durchbiegung der Probe in Millimetern an.

Röntgenographische Abbildung des Deformationstensors.

Die vollständige Deutung derart gewonnener Röntgenbilder erfordert folgende einfache geometrische Überlegungen[1].

Wir denken uns den allgemeinen Fall homogener elastischer Deformation eines isotropen Körpers durch ein

[1] G. J. Aksenow: J. angew. Physik Bd. 6, Heft 2, S. 3 bis 16. 1929 (russisch, mit deutscher Zusammenfassung), hat die Theorie der Röntgenuntersuchung elastisch gespannter Proben allgemein und in etwas anderer Form behandelt. Unsere Untersuchung erstreckt sich dagegen im wesentlichen auf die versuchsmäßig mit der erforderlichen hohen Genauigkeit feststellbaren Effekte.

Digitized by Google

Ellipsoid mit dem Fahrstrahl ϱ dargestellt, dessen Hauptachsen:

$$\left.\begin{aligned} \varrho_1 &= r_0(1+\varepsilon_1)\,, \\ \varrho_2 &= r_0(1+\varepsilon_2)\,, \\ \varrho_3 &= r_0(1+\varepsilon_3) \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

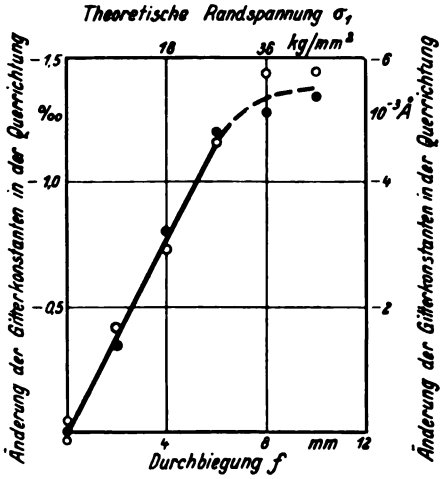


Abb. 5. Änderung der Gitterkonstanten veredelten Duralumins bei elastischer Deformation.

bekannt seien. r_0 ist der Radius der undeformierten Kugel, ε_1, ε_2, ε_3 sind die Hauptdehnungen. Die Größe irgendeines Fahrstrahls ϱ (φ, ψ) ergibt sich dann nach Abb. 6 aus der Gleichung dieses Ellipsoids:

$$\frac{\varrho^2}{r_0^2}\left(\frac{\cos^2\varphi}{(1+\varepsilon_1)^2}+\frac{\sin^2\varphi\cos^2\psi}{(1+\varepsilon_2)^2}+\frac{\sin^2\varphi\sin^2\psi}{(1+\varepsilon_3)^2}\right)=1 \qquad (2)$$

in erster Näherung zu:

$$\frac{\varrho}{r_0}=1+\varepsilon_1-(\varepsilon_1-\varepsilon_2)\sin^2\varphi-(\varepsilon_2-\varepsilon_3)\sin^2\varphi\sin^2\psi. \qquad (3)$$

In dem von uns untersuchten Falle unterliegt der bestrahlte Teil der Probe, wenn wir die Eindringungstiefe der Röntgenstrahlen, sowie die geringen Querspannungen vernachlässigen, einem annähernd einachsigen Spannungszustand. Dessen Deformationsellipsoid hat die Hauptachse $\varrho_1 = r_0(1+\varepsilon_1)$ in der Längsrichtung der Probe, senkrecht dazu die Hauptachsen $\varrho_2 = \varrho_3 = r_0(1+\varepsilon_2) = r_0(1+\varepsilon_3)$.

Aus der Gleichung dieses rotationssymmetrischen Ellipsoids:

$$\frac{\varrho}{r_0}=1+\varepsilon_1-(\varepsilon_1-\varepsilon_2)\sin^2\varphi\,. \qquad (4)$$

ergibt sich für die Änderung der Fahrstrahllänge die Beziehung:

$$\frac{\Delta\varrho}{r_0}=\frac{\varrho-r_0}{r_0}=\varepsilon_1-(\varepsilon_1-\varepsilon_2)\sin^2\varphi\,, \qquad (5)$$

die unmittelbar auch für die Änderung $\Delta d/d_0$ der Netzebenenabstände d_0 gilt.

Wir untersuchen nun den Fall, daß der Primärstrahl entsprechend Abb. 7 unter dem Winkel φ gegen die Richtung der Hauptdeformation ε_1 der einachsig gespannten Probe auftrifft. Aus Röntgenaufnahmen lassen sich zunächst nur die Fahrstrahllängen (Netzebenenabstände) bestimmen, welche in die Mantellinien des Normalenkegels der reflektierenden Flächen fallen. Da jeder Normalenkegel vom Öffnungswinkel 2ϑ aus dem Deformationsellipsoid eine ellipsenähnliche Kurve ausscheidet, genügt die Kenntnis von je 4 Fahrstrahlen, und zwar derjenigen, welche gemäß Abb. 7 in die beiden senkrecht aufeinanderstehenden Ebenen ($\varrho\varrho_1$) und ($\varrho\varrho_2$) fallen. ϱ_2 ist hierbei senkrecht zu ϱ gelegt. Diese beiden Ebenen schneiden aus dem Deformationsellipsoid Ellipsen mit den Achsen ϱ_1 und ϱ_2 bzw. ϱ und ϱ_2 aus. Zu den

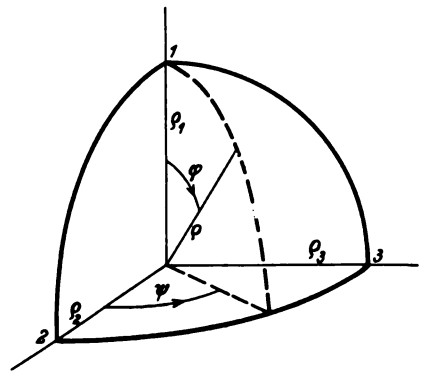


Abb. 6. Oktant eines Deformationsellipsoids.

Achsen ϱ_1 bzw. ϱ dieser beiden Ellipsen schließen also die in ihrer Ebene liegenden Reflexionsnormalen die Winkel $\varphi \pm (90-\vartheta)$ bzw. $\pm(90-\vartheta)$ ein. Ihre Endpunkte sind in Abb. 7 mit 1 und 3 bzw. 2 (und symmetrisch zu ϱ mit 4) bezeichnet. Ihr Unterschied gegenüber dem undeformierten Gitter kann daher leicht aus einer graphischen Tafel, Abb. 8, entnommen werden. Die oberste Kurve gibt die Fahrstrahländerungen in der Ebene ($\varrho\varrho_1$), also die Gleichung (5), in Abhängigkeit von φ, oder da wir ja den Fall betrachten, daß φ konstant und ϑ veränderlich ist, in Abhängigkeit von $\varphi \pm (90-\vartheta)$ an. Die anderen Kurven geben dann für Werte $\varphi = 15, 30, 45,$

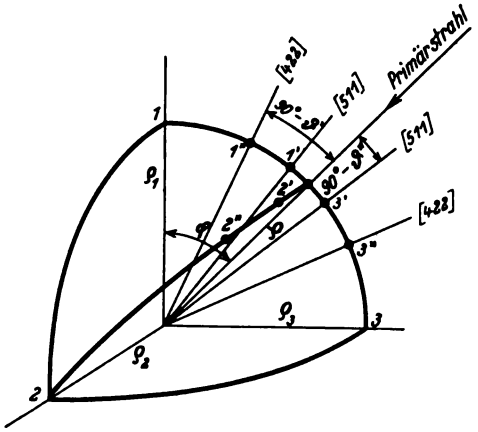


Abb. 7. Primärstrahl und Normalen der reflektierenden Kristallflächen im Deformationsellipsoid. (Anm. bei der Korrektur: Die Bezeichnungen ϑ' und ϑ'' sind zu vertauschen.)

60 und 75° die Werte $\Delta\varrho/r_0$ in den Ebenen ($\varrho\varrho_2$) in Abhängigkeit von $(90-\vartheta)$ an. Diese Kurven sind, wie leicht einzusehen, der obersten ähnlich.

Worauf es uns ankommt, ist nun die Änderung der Netzebenenabstände in Richtung des Primärstrahls, der die gemessenen Winkel $90°-\vartheta$ mit den Normalen der reflektierenden Netzebenen einschließt. Für diese Reduktion der Netzebenenabstände kann bei Aufnahmen an Duralumin mit CuK_α-Strahlung der Winkel $90°-\vartheta$ für jedes Flächensystem mit ausreichender Genauigkeit als konstant angesehen werden, und zwar $(90°-\vartheta')_{511(333)}$

Digitized by Google

zu etwa 7° und $(90° - \vartheta'')_{422}$ zu etwa $20^1/_2°$. Die Abbildungsbedingungen lassen sich damit aus der Abb. 8 in einfacher Weise annähernd überschlagen. In Abb. 9 ist ein Einzelbeispiel wiedergegeben. Das Verhältnis der Querdehnungen $\varepsilon_2 = \varepsilon_3$ zur Hauptdehnung ε_1 ist mit $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = -0{,}32$ angenommen und $\varepsilon_2 = -1$ gesetzt. In Abb. 9 entspricht die Strecke 0—0 der gesuchten Gitterdehnung in Richtung des Primärstrahls, 1′—1′ bis 4′—4′ bzw. 1″—1″ bis 4″—4″ den gemessenen Gitterdehnungen in den Richtungen 1′ bis 4′ bzw. 1″ bis 4″ der Abb. 7.

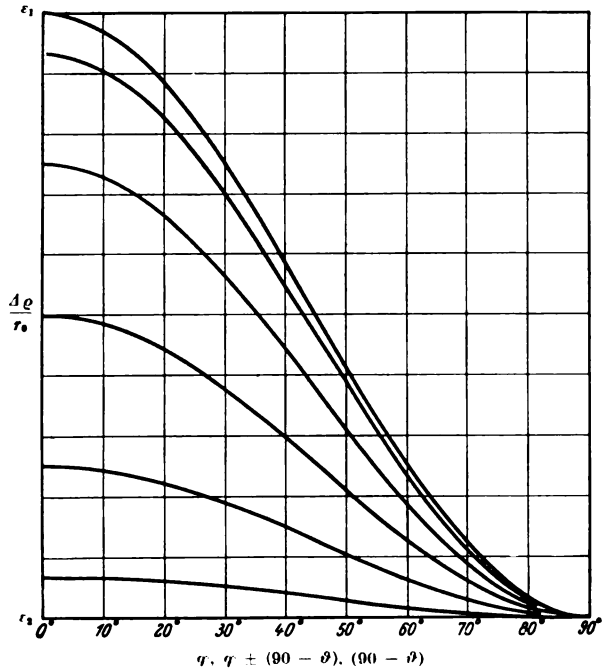


Abb. 8. Tafel zur graphischen Bestimmung beliebiger Fahrstrahlen eines Rotationsellipsoides von beliebig gegebenen Hauptachsen.

Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Zahlentafel 1 niedergelegt und ermöglicht die Auswahl der geeignetsten Prüfrichtung. Rein theoretisch wäre eine Bestrahlung parallel zur Achse der Hauptdeformation ε_1, also der größten Gitteränderungen zu wählen, d. h. in jedem Falle eine Richtung parallel zur Oberfläche der Probe. In der Richtung senkrecht zur Oberfläche erhält man dagegen nur einen durch die Poissonsche Konstante bestimmten Bruchteil der Hauptdehnung. Praktisch kann man jedoch mit dem Primärstrahl höchstens bis zu einem solchen Winkel an die Oberfläche der Probe herangehen, daß die abzubildenden Interferenzen nicht teilweise von der Probe selbst abgefangen werden, im vorliegenden Falle des Duralumins bis $\varphi = 180° - 2\,\vartheta_{422}$, etwa 42°. Damit ist aber, wie aus Abb. 8 und Zahlentafel 1 entnommen werden kann, gegenüber einer Bestrahlung in der Querrichtung nichts gewonnen. Die Abweichungen der Interferenzlinien von der Kreisform sind ferner in diesem Falle so groß, daß die Anwendung eines Drehfilmes nicht möglich wäre. Auch erscheinen die Interferenzen bei solchen Aufnahmen infolge des schrägen Auftreffens der Primärstrahlen so stark verwaschen, daß sie nicht mehr genau auszumessen sind (vgl. Abb. 10).

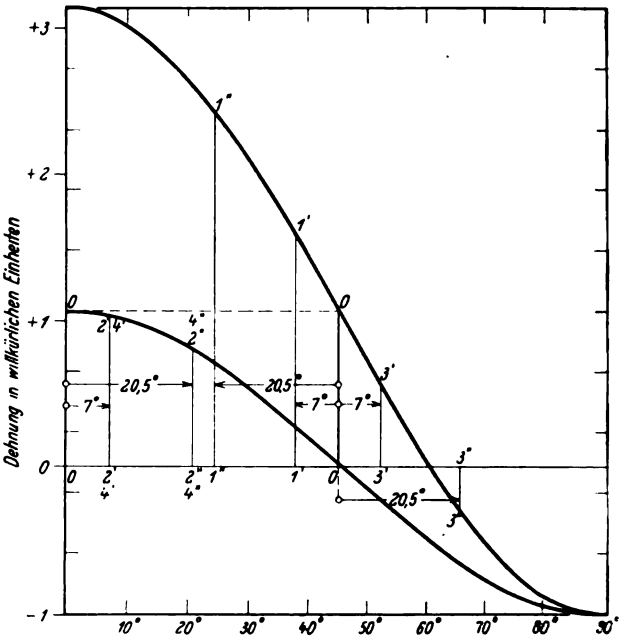


Abb. 9. Beispiel für die Ermittlung der Abbildungsbedingungen bei Schrägaufnahmen von einachsig gespanntem, veredeltem Duraluminblech. Primärstrahl unter 45° zur Achse der Hauptdehnung. Cu K_λ-Strahlung.

Praktisch kommt also als Prüfrichtung nur die Querrichtung in Frage. Eine Diskussion der Abbildungsbedingungen für andere Prüfrichtungen erübrigt sich hier; sie sind der Zahlentafel 1 und Abb. 8 sinngemäß wie für die Querrichtung zu entnehmen.

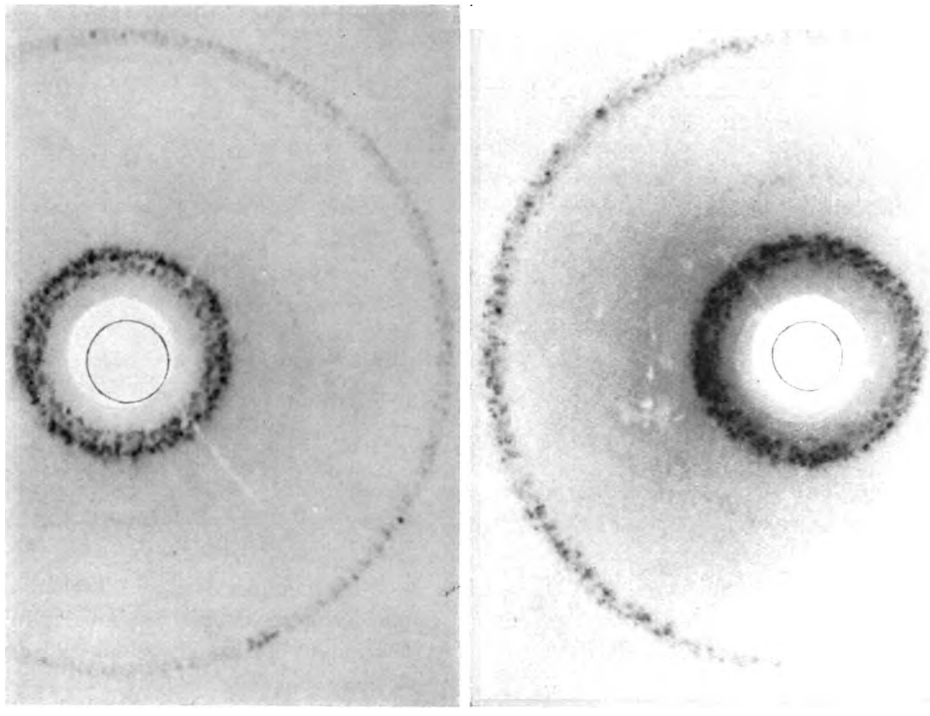
Auswertung der Röntgenaufnahmen.

Nach den vorstehenden Überlegungen waren die Röntgenaufnahmen in folgender Weise auszuwerten. Zu den mittels Glasmaßstabes gemessenen mittleren Durchmessern der vier Interferenzlinien 422 K_{α_1}, 422 K_{α_2}, 511 (333) K_{α_1}, 511 (333) K_{α_2} wurden die den Netzebenenabständen im kubischen Gitter entsprechenden Gitterkonstanten auf graphischen Tafeln abgelesen und die arithmetischen Mittel $a^* = a_0 + \Delta a^*$ für (511) bzw. (333) und $a^{**} = a_0 + \Delta a^{**}$ für (422) gebildet. a_0 ist die Gitterkonstante des ungespannten Stoffes. Jeder dieser beiden Werte war

Zahlentafel 1. Einfluß der Meßrichtung auf die röntgenographisch zu messende elastische Deformation bei einachsigem Spannungszustand, bezogen auf die Querkürzung — 1. Beispiel: Duralumin, CuK_α-Strahlung. Interferenzen 511 (...′) und 422 (...″). Querkürzungsverhältnis angenommen zu $\mu = 0{,}32$.

$\varphi°$	ε'_φ	ε'_{φ_1}	ε'_{φ_2}	$\frac{\varepsilon'_{\varphi_1} + \varepsilon'_{\varphi_3}}{2}$	$\varepsilon'_{\varphi_2} = \varepsilon'_{\varphi_4}$	ε'_φ Mittel	$\varepsilon'_\varphi - \varepsilon'_{\varphi m}$	$\varepsilon''_{\varphi_1}$	$\varepsilon''_{\varphi_3}$	$\frac{\varepsilon''_{\varphi_1} + \varepsilon''_{\varphi_3}}{2}$	$\varepsilon''_{\varphi_2} = \varepsilon''_{\varphi_4}$	ε''_φ Mittel	$\varepsilon''_\varphi - \varepsilon''_{\varphi m}$
90	— 1,00	— 0,93	— 0,93	— 0,93	— 1,00	— 0,96$_5$	— 0,03$_5$	— 0,49	— 0,49	— 0,49	— 1,00	— 0,74$_5$	— 0,25$_5$
75	— 0,72	— 0,42	— 0,92	— 0,77	— 0,73	— 0,75	— 0,03	+ 0,39	— 0,96	— 0,29	— 0,76	— 0,52$_5$	— 0,19$_5$
60	+ 0,03	+ 0,52	— 0,37	+ 0,08	+ 0,02	+ 0,05	— 0,02	+ 1,57	— 0,89	— 0,34	— 0,10	— 0,22	+ 0,25
45	+ 1,07	+ 1,57	+ 0,57	+ 1,07	+ 1,03	+ 1,05	+ 0,02	+ 2,42	— 0,28	+ 1,07	+ 0,81	+ 0,94	+ 0,13
30	+ 2,09	+ 2,50	+ 1,64	+ 2,07	+ 2,05	+ 2,06	+ 0,03	(+ 3,02)	+ 0,67	(+ 1,85)	+ 1,72	(+ 1,79)	(+ 0,30)
15	+ 2,86	+ 3,04	+ 2,54	+ 2,79	+ 2,79	+ 2,79	+ 0,07	(+ 3,09)	+ 1,74	(+ 2,42)	+ 2,38	(+ 2,40)	(+ 0,46)

Digitized by Google



$\varphi = 70°$ $\varphi = 30°$

Abb. 10. Schrägaufnahmen von einseitig gespanntem, veredeltem Duraluminblech. Durchbiegung $f = 5$ mm. φ = Winkel Primärstrahl – Achse der Hauptdehnung.

dann mit Hilfe der früher mitgeteilten Korrekturfunktion[1] nach einer durch die Abstandsfehler der betreffenden Aufnahme gegebenen, also für beide Werte gleichen Konstanten K zu korrigieren. Diese Konstante ist wegen der dem Deformationstensor entsprechenden Verschiedenheit der zu ermittelnden Werte $a^*_{\text{korr.}}$ und $a^{**}_{\text{korr.}}$ nicht ohne weiteres anzugeben; K bleibt daher zunächst im folgenden Ansatz unbekannt.

Der Abstandsfehler Δa ist für die von uns benutzte Anordnung allgemein anzusetzen mit[1]:

$$\Delta a = a \cdot K \cdot \operatorname{ctg}\vartheta \sin 4\vartheta . \tag{6}$$

Daher ist:

$$a^*_{\text{korr.}} = a^* + a^* K \operatorname{ctg}\vartheta^* \sin 4\vartheta^*. \tag{7}$$

Für die Änderung der Gitterkonstanten infolge der Deformation gilt:

$$a^*_{\text{korr.}} - a_0 = a^* - a_0 + a^* K \operatorname{ctg}\vartheta^* \sin 4\vartheta^* = \Delta a^*_{\text{korr.}} = \Delta a^* + a^* K \operatorname{ctg}\vartheta^* \sin 4\vartheta^* \tag{8}$$

und ebenso:

$$\Delta a^{**}_{\text{korr.}} = \Delta a^{**} + a^{**} \operatorname{ctg}\vartheta^{**} \sin 4\vartheta^{**}. \tag{9}$$

Hierin kann nach den Regeln der Elastizitätstheorie gesetzt werden:

$$a^* = a^{**} = a = a_0 = \text{const.} \tag{10}$$

Ferner ist aus dem Deformationsellipsoid die Abweichung der Gitteränderungen $\Delta a^*_{\text{korr.}}$ und $\Delta a^{**}_{\text{korr.}}$ von der Gitteränderung in der Prüfrichtung Δa als Funktion des Glanzwinkels ϑ bestimmt (vgl. Zahlentafel 1):

$$\Delta a^*_{\text{korr.}} = \Delta a \cdot c(\vartheta^*) \approx \Delta a \cdot 0{,}96_5\dagger \tag{11}$$

und:

$$\Delta a^{**}_{\text{korr.}} = \Delta a \cdot c(\vartheta^{**}) \approx \Delta a \cdot 0{,}74_5\dagger \tag{12}$$

[1] G. Sachs u. J. Weerts: a. a. O. S. 484.

† Genau genommen müßten $c(\vartheta^*)$ und $c(\vartheta^{**})$ durch Näherungsverfahren bestimmt werden. Mit Rücksicht auf die an sich gegebene Meßgenauigkeit genügt es, sie aus den technischen Werten des Querkürzungsverhältnisses, entsprechend Abb. 8 und Zahlentafel 1, zu berechnen.

Damit wird:

$$\Delta a^* + C \cdot \operatorname{ctg}\vartheta^* \sin 4\vartheta^* = 0{,}96_5 \Delta a, \tag{13}$$

$$\Delta a^{**} + C \cdot \operatorname{ctg}\vartheta^{**} \sin 4\vartheta^{**} = 0{,}74_5 \Delta a. \tag{14}$$

Eine bequeme graphische Lösung der Gleichungen (13) und (14) zeigt Abb. 11[1]. Der Übersichtlichkeit wegen ist darin nur die Auswertung der ersten Versuchsreihe (Aufnahmen auf ruhendem Film) als Beispiel wiedergegeben.

Ergebnisse der Untersuchung.

Zahlentafel 2 bringt die Zahlenwerte und Abb. 5 das Endergebnis der Untersuchung. Danach verlaufen die Gitterdeformationen innerhalb der aus mechanischen Messungen als vorwiegend elastisch bekannten Gebietes

[1] Dazu werden nach Abb. 11 die den gemessenen Gitterkonstanten a^* und a^{**} entsprechenden Werte Δa^* und Δa^{**} über der Korrekturfunktion $\operatorname{ctg}\vartheta \sin 4\vartheta$ eingetragen und durch diese Punkte zwei parallele Gerade so gelegt, daß sie auf der Ordinatenachse ($\operatorname{ctg}\vartheta \cdot \sin 4\vartheta = 0$, d. h. $\vartheta = 90°$) zwei Werte abschneiden, welche die obige Beziehung erfüllen:

$$\frac{\Delta a^*_{\text{korr.}}}{\Delta a^{**}_{\text{korr.}}} = \frac{0{,}965}{0{,}745}.$$

Um diese verlangte Beziehung der beiden Abschnitte ohne weiteres zu erkennen, bringt man an der Achse in der gewählten Einheit eine doppelte Bezifferung an, deren Einheiten im Verhältnis $\frac{0{,}965}{0{,}745}$ stehen. Also für Δa^* die Bezifferung $\frac{1}{0{,}965}, \frac{2}{0{,}965} \cdots$, für Δa^{**} die Bezifferung $\frac{1}{0{,}745}, \frac{2}{0{,}745} \cdots$ Es ist nunmehr einfach zu verlangen, daß die beiden parallelen Geraden die durch den gleichen Zähler gekennzeichneten Werte in den neuen Bezifferungen abschneiden.

Digitized by Google

Zahlentafel 2. Auswertung der Röntgenaufnahmen.

Probe Nr.	Durchbiegung f mm	Gemessene Gitterkonstanten 422 K_{α_1} a_1^{**} Å	422 K_{α_2} a_2^{**} Å	422 Mittel a^{**} Å	511 (333) K_{α_1} a_1^{*} Å	511 (333) K_{α_2} a_2^{*} Å	511 (333) Mittel a^{*} Å	Korrigierte Gitterkonstante a_0 Å	Gemessene Änderung 422 $a^{**}-a_0$ 10^{-3} Å	Gemessene Änderung 511 $a^{*}-a_0$ Δa^{*} 10^{-3} Å	Änderung der Gitterkonstanten in der Prüfrichtung Δa 10^{-3} Å	$\Delta a\, a_0$
1	0	4,0318	4,0312	4,0315	4,0335	4,0328	4,0332	4,0336				
	2	317	311	314	323	316	320		— 2,2	— 1,6	— 1,5	— 0,3$_7$
	4	300	295	298	307	301	304		— 3,8	— 3,2	— 3,2	— 0,7$_9$
	6	292	284	288	291	287	289		— 4,8	— 4,7	— 4,8	— 1,1$_9$
	8	279	268	274	285	284	285		— 6,2	— 5,2	— 5,1$_5$	— 1,2$_8$
	10	266	(258)	262	281	(279)	280		— 7,4	— 5,6	— 5,4	— 1,3$_4$
2	0	4,0318$_5$	4,0313	4,0316	4,0343	4,0337	4,0340	4,0345	} im Mittel (4,0343$_5$)			
3	0	312$_5$	305	309	339	332	336	342				
	2	311$_5$	302	307	327	321	324		— 3,6$_5$	— 1,9$_5$	— 1,7	— 0.4$_2$
	4	301$_7$	292$_5$	297	315$_5$	307$_2$	311		— 4,6$_5$	— 3,2$_5$	— 3,0$_5$	— 0.7$_6$
	6	293	283	288	301	290	296		— 5,5$_5$	— 4,7$_5$	— 4,7	— 1,1$_7$
	8	282	268$_5$	275	288	282	285		— 6,8$_5$	— 5,8$_5$	— 5,8	— 1,4$_4$
	10	285	268	277	288	281	285		— 6,6$_5$	— 5,8$_5$	— 5,8	— 1,4$_4$

praktisch linear mit der Durchbiegung, also auch mit der Randspannung. Der Beginn plastischer Verformung der Randzone wird durch ein Zurückbleiben der Gitterdeformation angezeigt.

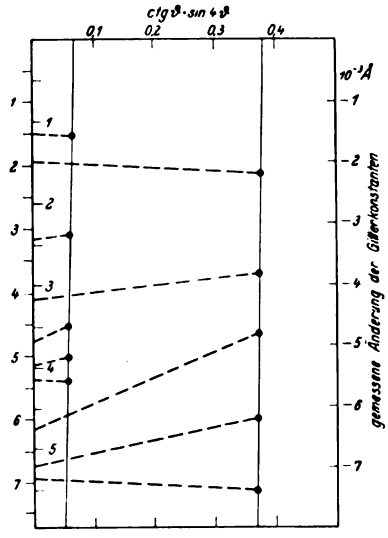


Abb. 11. Beispiel für die graphische Abstandskorrektur gemessener elastischer Gitteränderungen.

1. Die von uns benutzte Versuchsanordnung gestattet zunächst die unmittelbare röntgenographische Bestimmung des Querkürzungsverhältnisses $\mu = -\varepsilon_2/\varepsilon_1$. Mit der Durchbiegung f ist die Hauptdehnung ε_1 der gezogenen Randfasern, bei Vernachlässigung der Querspannungen, durch die Gleichung:

$$\varepsilon_1 = \frac{6fh}{l^2} = 6{,}06 \cdot 10^{-4} f$$

gegeben, worin h die Dicke des Bleches (1,01 mm), l den Auflagerabstand (100 mm) bedeuten. Die Querdehnung ergibt sich aus der Geraden, die den gemessenen Änderungen der Gitterkonstanten über der Durchbiegung f im Gebiet vorwiegend elastischer Formänderungen nach Abb. 5 entspricht, zu $-1{,}90 \cdot 10^{-4} f$. Das Querkürzungsverhältnis des Duralumins ist also

$$\frac{1{,}90}{6{,}06} \sim 0{,}31 .$$

Demgegenüber ergaben mechanische Messungen an veredeltem Duralumin 681 B[1] den Wert $\mu \sim 0{,}34$. Die Abweichung unseres Ergebnisses beträgt also rund 9% im Sinne kleinerer Querkürzung. Sie kann bei unserer Versuchsanordnung zwanglos durch die Vernachlässigung der endlichen Eindringungstiefe der Röntgenstrahlen erklärt werden, die gegenüber der geringen Dicke des gebogenen Streifens erheblich ins Gewicht fällt. Dieser Nachteil der hier verwendeten äußerst einfachen Versuchseinrichtung kann natürlich durch Verwendung einer reinen Zugspannungen ausgesetzten Probe vermieden werden. Die endliche Eindringungstiefe wird dann durch die Abstandskorrektur erfaßt. Die Hauptdehnung müßte aber gesondert bestimmt werden. Als mittlere Eindringungstiefe würde sich in unserem Falle 9% der halben Probendicke, also rund 0,045 mm ergeben, ein durchaus plausibler Wert.

2. Die durch die Eindringungstiefe gegebene Abstandsschwankung einerseits und die Inhomogenität der Deformationen innerhalb des reflektierenden Volumens der gebogenen Probe anderseits bedingen eine Verbreiterung der Interferenzlinien. Diese ist aber verhältnismäßig so gering, daß sie die Ausmessung der Filme nicht erschwert. Daß die Linien auch bei verhältnismäßig hohen Spannungen noch fast unvermindert scharf erscheinen, zeigt außerdem, daß die Anisotropie der elastischen Eigenschaften der Kristalle praktisch keine Inhomogenität der elastischen Verzerrungen im Haufwerk zur Folge hat. Dies erklärt sich wohl daraus, daß die elastische Anisotropie bei Aluminium[2] und Aluminiumlegierungen[3] gering ist. Eine genauere Untersuchung der Linienschärfe soll noch am Messing (72 Gew.-% Cu) vorgenommen werden, dessen elastische Konstanten sehr stark richtungsabhängig sind[4].

Erst beim Einsetzen deutlicher plastischer Formänderungen in der Randzone des Streifens, bei Durch-

[1] H. Sieglerschmidt: Metallwirtsch. Bd. 8, S. 843—846. 1929.

[2] E. Goens: Naturwissensch. Bd. 17, S. 180. 1929.

[3] R. Karnop u. G. Sachs: Z. Physik Bd. 53, S. 605—618. 1929.

[4] M. Masima u. G. Sachs: Z. Physik Bd. 50, S. 161—186. 1928.

Digitized by Google

biegungen von 10 mm (vgl. Abb. 4) und mehr werden bei Duralumin die Linien des K_α-Dubletts in erheblichem Maße unscharf. Da bekanntlich in einem kristallinischen Stoffe nach bleibenden Verformungen innere Spannungen von mindestens der Größe der Streckgrenze entstehen, muß auch der Spannungszustand während der Belastung in entsprechendem Maße inhomogen sein. Schwankungen der Netzebenenabstände bis zu dem der Dehnung an der Streckgrenze entsprechenden Betrage von über 0,4%, die rund dreimal so groß sind wie die hier gemessenen größten Querkürzungen, verwischen aber das K_α-Dublett in starkem Maße. Eine andersartige Erklärung[1] für die schon früher beobachtete[2] weitgehende Verschmierung der äußersten Reflexionen von Duralumin durch Verformung erübrigt sich somit.

3. Die Abweichungen der Meßpunkte von der elastischen Geraden in Abb. 5 entsprechen in der Tat der erwarteten Genauigkeit von $\pm 3 \cdot 10^{-4}$ Å, d. i. etwa $\pm$ 0,01% Dehnung. Die zugehörige Normalspannung kann also für Duralumin bei Annahme eines Elastizitätsmoduls $E = 7350$ kg/mm² und eines Querkürzungsverhältnisses $\mu = 0{,}32$ auf etwa $\pm$ 2kg/mm² genau bestimmt werden. Voraussetzung ist dabei, daß der Unterschied der Temperatur des Prüfstückes gegen die Bezugstemperatur der Gitterkonstanten des ungespannten Stoffes vernachlässigbar klein ist. Die anderenfalls an der röntgenographisch bestimmten Änderung der Gitterkonstanten anzubringende Korrektur beträgt für Duralumin etwa $1 \cdot 10^{-4}$ A je 1° C Temperaturdifferenz.

Die Bestimmung von elastischen Spannungen in Bauteilen aus homogenen, kubisch kristallisierenden Metallen kann nunmehr etwa nach folgendem Verfahren erfolgen. Die elastischen Konstanten E und μ des Werkstoffes werden den Literaturangaben entnommen, die genaue Gitterkonstante wird nötigenfalls durch eine besondere Aufnahme an einem spannungsfreien Stücke des Baustoffes festgestellt. An dem zu prüfenden Bauteil wird dann durch eine einzige Röntgenaufnahme in der beschriebenen Weise die Gitterkonstante in der Prüfrichtung bestimmt und aus dem Unterschied gegen die Ausgangskonstante unter Berücksichtigung der Prüftemperatur die örtlich wirksame Zugspannung berechnet[1].

Bei der Entwicklung der Versuchseinrichtungen hat uns Herr P. Möller wertvolle Hilfe geleistet, in dessen Händen auch die röntgentechnischen Arbeiten lagen.

Die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft hat uns durch Gewährung von Mitteln zur Vervollständigung unserer Röntgenanlage in dankenswerter Weise unterstützt.

[1] E. Schmid u. G. Wassermann: Metallwirtsch. Bd. 9, S. 421—425. 1930.

[2] Frhr. v. Göler u. G. Sachs: Metallwirtsch. Bd. 8, S. 671—680. 1929.

[1] Den Bau und Vertrieb vollständiger ortsbeweglicher Anlagen für technische Röntgenuntersuchungen, insbesondere für Spannungsmessungen, hat nach unseren Angaben die Firma Rich. Seifert & Co., Hamburg 13, übernommen.

Über Elektronenbeugung an sauerstoffbedecktem Wolfram.

Von **W. Boas** und **E. Rupp**[1].

1. Aufgabestellung.

In einer Untersuchung über Elektronenbeugung an passivem Eisen haben E. Rupp und E. Schmid[2] fünf Beugungsmaxima gefunden, die für die passive Schicht charakteristisch sind. Diese fünf Maxima ließen sich einem ganz bestimmten Gitterabstand von 3,4 Å zuordnen. Die Frage, ob dieser Gitterabstand einer bestimmten Eisenverbindung oder einer einatomaren Oberflächenschicht zukommt, ließ sich nicht entscheiden. Ebensowenig war es möglich, festzustellen, ob es sich um eine Absättigung der freien Oberflächenvalenzen des Eisens mit Sauerstoff oder mit Hydroxylgruppen handelt.

Inzwischen hat G. P. Thomson[3] das Problem der Passivität des Eisens durch Interferenzen mit schnellen Elektronen (30 kV) zu lösen versucht. Er fand zunächst Maxima, die sich Fe_2O_3 zuordnen ließen, glaubte aber, daß in diesem Fall die passive Schicht zerstört war. In neuen Versuchen, wo nach seiner Ansicht die passive Schicht erhalten blieb, fand Thomson nur ein Verwaschenwerden der Eisenmaxima. Er schloß daraus, daß die passive Schicht so fein ist, daß sie sich selbst der empfindlichen Sonde schneller Kathodenstrahlen entzieht.

Nun dringen die von Thomson verwendeten Elektronen bereits so tief in den zu untersuchenden Stoff ein, daß an dem Entstehen der Interferenzen mindestens 1000 Netzebenen beteiligt sind[1]. Eine einatomare Schicht wird sich daher der Analyse mit schnellen Elektronen entziehen. Verwendet man aber langsame Elektronen in der Größenordnung 100 Volt, so steht zu hoffen, daß bei deren geringer Eindringtiefe auch Oberflächenschichten in der Größenordnung einiger Netzebenen sich wirksam am Zustandekommen der Interferenzen beteiligen. Das ist in der Tat der Fall, wie die Untersuchung von Rupp und Schmid ergeben hat.

Das weitere Problem über die Natur der passiven Schicht ist an Eisen schwierig zu lösen, da bei der Passivierung in Salpetersäure vier verschiedene Atomsorten in Kombination treten können, nämlich Fe, H, N und O. Wir suchten daher das Problem zu vereinfachen, indem wir nur zwei Atomsorten zuließen, und wählten als Beispiel die Sauerstoffbedeckung auf Wolfram.

Nach J. Langmuir[2] ist dieses Problem ganz analog dem der Passivierung des Eisens. Ein Wolframdraht kann von jeder Verunreinigung befreit werden, wenn man ihn auf etwa 3000° C im Hochvakuum erhitzt.

[1] Original: Ann. Physik (5) Bd. 7, S. 983. 1930.

[2] E. Rupp u. E. Schmid: Naturwissensch. Bd. 18, S. 459. 1930.

[3] G. P. Thomson: Proc. Roy. Soc. Bd. 128, S. 649. 1930.

[1] Nach Lenard (Quantitatives über Elektronenstrahlen) beträgt die Grenzdicke für Al bei 30 kV 0,01 mm.

[2] J. Langmuir: Vgl. z. B. S. Dushman, Hochvakuumtechnik. Berlin: Julius Springer 1926.

Digitized by Google

Bringt man nun Sauerstoff mit der gereinigten Wolframoberfläche in Berührung, so wird die Oberfläche mit einer Sauerstoffschicht bedeckt, wie Langmuir aus der Änderung der chemischen und elektrischen Eigenschaften des Wolframs schließen konnte. Die adsorbierte Sauerstoffschicht bedeckt die Wolframoberfläche nach Langmuir einatomar. Der Sauerstoffbelag haftet außerordentlich fest; erst bei 1800° C verdampft er zur Hälfte innerhalb 15 sek. Über diese einatomare Schicht sind noch unter Umständen, so bei tiefen Temperaturen und bei höheren Sauerstoffdrucken, locker gebundene O_2-Moleküle adsorbiert.

Diese Vorstellungen, die wesentlich auf thermodynamischen Überlegungen fußen, wollten wir mit der Methode der Elektronenbeugung einer unmittelbaren Prüfung unterziehen.

2. Versuchsmethode.

Wir verwendeten das Verfahren des festen Winkels unter Variation der Strahlgeschwindigkeit der reflektierten Elektronen. Die Versuchsröhre und die ganze Versuchsanordnung, die auch sonst schon öfters verwendet wurden, seien hier ausführlich beschrieben.

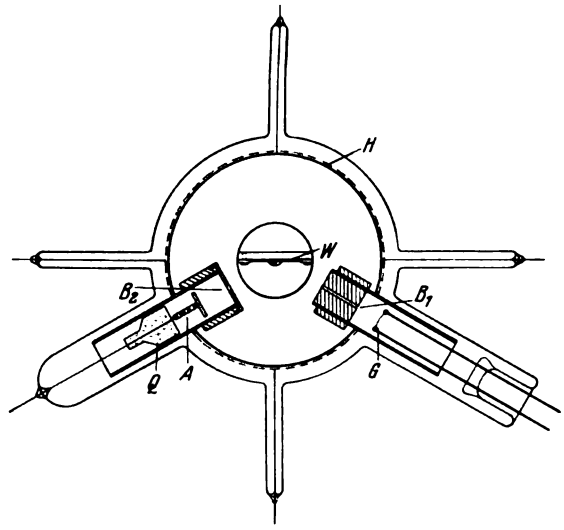


Abb. 1. Schnitt durch die Versuchsröhre.

Versuchsröhre.

Ein gerade gespannter Glühdraht G (0,048 mm Dmr.) aus Wolfram, der an die Zuführungen angeschweißt ist, dient als Elektronenquelle (Abb. 1). Die Elektronen werden zwischen G und der Blende B_1 beschleunigt. Die Blende B_1 ist ein Kanal von 0,2 mm Dmr. bei 10 mm Länge. Die Elektronen werden am Wolframblech W reflektiert und gelangen durch die Blende B_2 (0,3 mm Dmr., 2 mm Länge) in den Auffängerkäfig A. Der Auffänger ist 15 mm lang bei 2 mm Öffnung. Er trägt vorn eine Scheibe, um zu verhindern, daß Elektronen den isolierenden Halter Q aus Quarzglas aufladen. Eine geerdete Hülse H umgibt die Elektroden. In Abb. 1 sind seitlich noch die Einschmelzstutzen zu sehen, die die ganze Apparatur in der Vakuumröhre halten. Die Versuchsröhre ist dauernd an der Pumpe bei Kühlung mit flüssiger Luft; sie ist teilweise mit Kalzium verspiegelt. Durch Elektronenbeschießung werden die Metallteile ausgeheizt. Die Versuchsapparatur wird mit verschiedenen festen Winkeln ausgeführt.

Als Präparat W stand gewalztes Wolframblech von 0,04 mm Dicke zur Verfügung. Wie Röntgenaufnahmen ergaben, war das Blech sehr feinkörnig und die Textur sehr deutlich ausgeprägt. Bei der großen Zahl der vom Elektronenstrahl getroffenen Kristalle ist dabei das Auftreten von Interferenzen auch höher indizierter Ebenen durchaus wahrscheinlich. Ebenso ist die Wahrscheinlichkeit, daß bei einem gegebenen Einfallswinkel von den vielen Kriställchen einige gerade die Braggsche Bedingung erfüllen, sehr groß. Wie sich aus der Indizierung der gefundenen Maxima ergeben wird, konnten wir eine Bevorzugung der (100)-Reflexion feststellen.

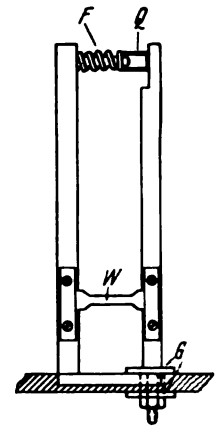


Abb. 2. Halter des Wolframbleches.

Das Wolframblech ist in der Weise der Abb. 2 gehaltert. Der eine Halterdraht ist von der Grundplatte der Apparatur durch Glimmer G isoliert. Das Wolframblech kann elektrisch erhitzt werden, wobei die Einschmelzdrähte der Abb. 1 als Zuführungen dienen. Der Reflexionswinkel wird durch Lichtreflexion eingestellt, indem man einen Lichtstrahl durch die Blende B_1 fallen läßt und seine Reflexion in B_2 beobachtet, während der Halter des Wolframpräparates in der Grundplatte gedreht wird. Um zu vermeiden, daß der Reflexionswinkel beim Glühen des Bleches sich ändert, sind die Halterdrähte verlängert und durch eine starke Feder F, die gegen ein Quarzrohr Q drückt, gespannt.

Versuchsanordnung.

In Abb. 3 geben wir die gesamte Versuchsanordnung mit der Schaltung wieder. Der Glühdraht wird durch die Batterie B_H (4 V) geheizt. Die Heizstromstärke (etwa 0,6 A) wird am Amperemeter A gemessen und durch zwei parallel geschaltete Widerstände reguliert. Die Anodenbatterie B_A ist teilweise kurzgeschlossen über das Potentiometer P[1]. Ein Umschalter U gestattet, einmal die gesamte Spannung anzulegen, zur Kontrolle der Konstanz der Anordnung, und dann die zu verwendende Spannung. Damit die Versuchsröhre auch bei offenem Schalter U auf Spannung liegt, ist der hohe Widerstand w angebracht. Diese Einrichtung spielt für die hier beschriebenen Messungen keine Rolle, sie ist aber wichtig für Messungen an isolierenden Kristallen. Die Anodenspannung wird mit dem Voltmeter V gemessen und dann noch um den Spannungsabfall am Glühdraht korrigiert (etwa 1 V). Der Anodenstrom, gemessen mit dem Milliamperemeter a, beträgt 1 bis 2 mA. Er wird während der Messung konstant gehalten. Für kleine Spannungen wird der Ausschlag am Elektrometer C reduziert auf gleiche Anodenströme. Bei s befindet sich eine Sicherung von 0,1 A. Mit der Batterie B_g wird eine Gegenspannung an das Elektrometer-

[1] Das Potentiometergehäuse ist geerdet.

Digitized by Google

gehäuse C, an das Schutzrohr S und an den Schutzring R angelegt, um langsamere Elektronen vom Auffänger abzuhalten. B_E ist die Elektrometerbatterie am Einfadenelektrometer. Die Messung am Elektrometer erfolgt aus

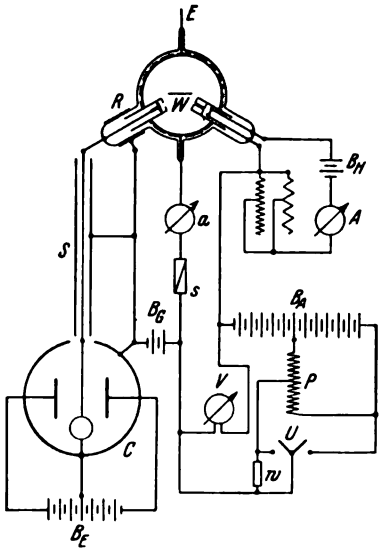


Abb. 3. Schaltschema.

der Aufladezeit des Fadens oder bei den meisten neueren Messungen durch Ableitung des Elektrometerfadens über einen hohen Widerstand. Dieser Widerstand ist in Abb. 3 nicht eingezeichnet. Das Gehäuse der Vakuumapparatur und damit der positive Pol der Batterie B_A ist bei E geerdet.

3. Versuchsergebnisse.

In den Zahlentafeln 1 bis 6 geben wir unsere Meßergebnisse zusammen mit der von uns vorgenommenen Indizierung der Maxima wieder. Es bedeuten stets ϑ Einfallswinkel, V Voltlage des Maximums, F Fehler in der Bestimmung des Maximums, (hkl) Millersche Indizes, n Ordnungszahl, E_0 inneres Potential. Die angegebenen Temperaturen sind mit einem optischen Pyrometer gemessen. Alle Maxima sind in wiederholten Messungen stets reproduziert worden innerhalb der angegebenen Fehler. Die Höhe der Maxima war jedoch häufig Schwankungen unterworfen. Die Gegenspannung betrug meistens 10 V. Der Berechnung ist die Gitterkonstante $a = 3{,}155$ ÅE für Wolfram zugrunde gelegt. Die Diskussion der Ergebnisse folgt in Abschnitt 5 und 6.

a) Messungen an reinem Wolfram.

a) Einfallswinkel 85° 0′. Auf die genaue Festlegung des Einfallswinkels wurde besondere Sorgfalt verwendet. Das Wolframblech wurde wiederholt auf 2500° C erhitzt. In Zahlentafel 1 sind die gefundenen Maxima zusammengestellt. Ihre Intensität I ist mit *st* stark, *m* mittel, *sch* schwach qualitativ bezeichnet.

Wir haben diese Messungen bei großen Einfallswinkeln durchgeführt, um Anschluß zu bekommen an die Untersuchung mit schnellen Kathodenstrahlen. Wie man weiß, ist die Lage der Elektroneninterferenzen mit schnellen Kathodenstrahlen (über 5000 kV) vollständig beschreibbar aus der de Broglieschen Beziehung zusammen mit den optischen Interferenzgleichungen. Für langsame Elektronen (einige 100 V) hingegen treten Abweichungen auf, die man durch einen Brechungsindex der Elektronenwellen bzw. durch ein inneres Potential beschreiben kann. Im Übergangsgebiet (500 bis 5000 V) fehlen bisher noch Messungen.

Zahlentafel 1. Wolframblech im Vakuum erhitzt bei 2500° C. $\vartheta = 85° 0'$.

V	F	hkl	n	E_0	J
495	± 5	1 0 0	1	0	*st*
590	8	1 0 0	2	10,5	*m*
1050	15	1 0 0 1 1 0	1,5 1	+ 0,4 — 0,3	*sch*
1450	15	1 1 1	1	+ 0,3	*sch*
1970	20	1 0 0	2	+ 0,6	*m*

Die Spannung wurde von 2100 V an variiert.

Von den für $\vartheta = 85°$ gefundenen fünf Maxima können wir vier beschreiben, ohne ein inneres Potential einführen zu müssen. Das Maximum bei 590 V hingegen führt zu einem inneren Potential $E_0 = 10{,}5$ V. Es scheint also hier das auffällige Verhalten vorzuliegen, daß die Reflexion (100) $n = 2$ zweimal vorkommt, einmal mit $E_0 = 0$ und dann mit $E_0 = 10{,}5$ V. Die Diskussion dieser bemerkenswerten Erscheinung sei hier zurückgestellt (vgl. Abschnitt 4). Das Maximum bei 1050 V kann sowohl der Reflexion (100) wie auch (110) zugeschrieben werden, ohne daß eine Entscheidung möglich ist. Es treten alle Maxima auf, die mit $E_0 = 0$ wie mit $E_0 = 10{,}5$ V innerhalb des untersuchten Spannungsbereiches überhaupt möglich sind.

b) $\vartheta = 80° 0'$. Auch hier ist große Sorgfalt auf Einhaltung des Winkels verwendet worden. Zahlentafel 2 gibt die gefundenen Maxima mit der von uns gewählten Indizierung für Wolframblech, das im Vakuum wiederholt auf 2500° erhitzt wurde. Die Spannung wurde ab 550 V variiert. Innerhalb dieses Bereiches treten vier Maxima auf, die mit Hilfe von $E_0 = 0$ beschrieben werden können, drei andere jedoch lassen sich durch ein mittleres inneres Potential $E_0 = 10{,}5$ V erklären. Ein Maximum kann mit diesem Schema nicht erklärt werden. In drei Fällen ist die Einführung halber Ordnungszahlen notwendig.

Zahlentafel 2. Wolframblech im Vakuum erhitzt bei 2500° C. $\vartheta = 80° 0'$.

V	F	hkl	n	E_0	J
120	±4	1 0 0	1	+ 0,1	*st*
150	4	1 0 0	2	10,5	*st*
200	5	1 1 0	1,5	10,9	*sch*
225	5	1 1 0	1	0,8	*sch*
280	8	1 0 0	1,5	— 0,1	*sch*
375	8	1 1 1	1	— 0,1	*sch*
400	5	—	—	—	*sch*
440	8	1 0 0	2,5	10,1	*sch*

c) $\vartheta = 75°$ [Zahlentafel 3a]. Das Wolframblech ist im Vakuum bei 1800° C wiederholt geglüht worden. Es wurden fünf Maxima gefunden, die sich alle durch ein mittleres inneres Potential $E_0 = 10{,}3$ V erklären lassen. Für drei Maxima sind halbe Ordnungszahlen notwendig. Während also bei $\vartheta = 85°$ und 80° Maxima mit $E_0 = 0$

Digitized by Google

auftraten, werden diese Maxima für $\vartheta = 75°$ nicht mehr merklich, ebenso fehlen sie für $\vartheta = 60°$ und 30°.

d) $\vartheta = 60°$ [Zahlentafel 3b]. Erhitzung auf 1800°. Bei dieser wie bei der folgenden Messung mit $\vartheta = 30°$ haben wir die in Abb. 2 dargestellte Verspannung des Wolframbleches noch nicht benutzt. Gefunden wurden 13 Maxima. Zehn davon lassen sich durch ein mittleres inneres Potential $E_0 = 10{,}5$ V erklären, wobei E_0 zwischen 8,6 und 12,9 schwankt (vgl. hierüber die Diskussion der Fehlerquellen Abschnitt 3). Sechs Maxima müssen mit halben Ordnungszahlen belegt werden. Das Maximum 172 V ist am Wolfram stets mit großer Intensität aufgetreten. Da die Erhitzung auf 1800° C nicht genügt, um die Wolframoberfläche vollständig zu reinigen, traten zwei Maxima auf, die wir an sauerstoffbedecktem Wolfram wiedergefunden haben. Zwei Maxima haben wir aus Reflexionen an (112) und (120) erklärt.

e) $\vartheta = 30°$ [Zahlentafel 3c]. Erhitzung auf 1800°. Es wurden acht Maxima gefunden, vier davon lassen sich je zwei verschiedenen Reflexionen zuordnen, ohne

Zahlentafel 3a. Wolframblech im Vakuum erhitzt bei 1800° C. $\vartheta = 75°$

V	F	hkl	n	E_0
198	± 2	1 1 1	1,5	10
172	4	1 0 0	2,5	11,5
154	2	1 1 2	1	10,5
120	2	1 2 0	1	9,5
91	4	1 1 0	1,5	9,8
			E_0 = 10,3 Volt	

Zahlentafel 3b. Wolframblech im Vakuum erhitzt bei 1800° C. $\vartheta = 60°$.

V	F	hkl	n	E_0
268	± 4	1 0 0	4,5	9,5
235	5	1 1 1	2,5	11,9
220	4	1 1 0	3	12,9
199	2	1 0 0	4	10,6
163	4	1 1 2	1,5	10,5
154	4	1 1 0	2,5	8,6
149	4	1 0 0	3,5	9,0
139	2	1 1 1	2	10,5
124	4	1 2 0	1,5	11,5
98	4	1 0 0	3	9,5
			E_0 = 10,5 Volt	

184, 116 identisch mit 186, 118 $W + O_2$.
172 nicht identifiziert.

Zahlentafel 3c. Wolframblech im Vakuum erhitzt bei 1800° C. $\vartheta = 30°$.

V	F	hkl	n	E_0
185	± 4	1 1 0	4,5	12
167	5	1 1 1	3,5	12
		1 0 0	6	9
142	5	1 1 0	4	13
		1 2 0	2,5	10
116	5	1 1 1	3	13
		1 0 0	5	7
108	2	1 1 0	3,5	10,4
84	4	1 2 0	2	11,6
		1 0 0	4,5	12,5
74	2	1 1 0	3	11,5
			E_0 = 10,9 Volt	

daß eine Entscheidung möglich ist. Der Mittelwert des inneren Potentials beträgt $E_0 = 10{,}9$ V. Die Einzelwerte schwanken zwischen 7 und 13 V.

f) $\vartheta = 30°$ [Zahlentafel 4]. Wolframblech während der Messung auf 500° C. Das Wolframblech wurde vor der Messung wiederholt sehr hoch erhitzt. Die Temperatur konnte mit dem Pyrometer nicht genau gemessen werden, sie mag über 3000° C betragen haben. Es wurden sechs Maxima gefunden, davon sind die zwei eingeklammerten sehr schwach und unsicher. Die Lage der Maxima stimmt innerhalb der Fehlergrenze mit der in Zahlentafel 3c überein. Die Maxima bei 108 V ($n = 3{,}5$) und 185 V ($n = 4{,}5$), beides halbzahlige Maxima, sind verschwunden. Es scheinen also nur noch Maxima mit ganzen Ordnungszahlen vorhanden zu sein. Wir glauben, daraus schließen zu können, daß durch die Erhitzung über 3000° C die halbzahligen Maxima verschwunden sind. Doch ist der Schluß dadurch nicht ganz sicher, daß drei Maxima in ihrer Lage mit solchen Reflexionen zusammenfallen, die wir in Zahlentafel 3c mit halben Ordnungszahlen belegen mußten. Der Mittelwert von $E_0 = 10{,}2$ V mit Schwankungen der Werte von 7 bis 12,5.

Zahlentafel 4. Wolfram erhitzt über 3000° C, gemessen bei etwa 500° C. $\vartheta = 30°$. Halbe Ordnungszahlen weggegangen.

V	F	hkl	n	E_0
215	± 5	1 2 0	3	9
(165	8	1 0 0	6	10)
144	4	1 1 0	4	12,5
(115	5	1 0 0	5	7)
85	3	1 2 0	2	11
75	3	1 1 0	3	11
			E_0 = 10,2 Volt	

g) $\vartheta = 30°$. Wolframblech während der Messung auf 2100° C erhitzt (Zahlentafel 6). Diese Messung ist im nächsten Absatz beschrieben.

b) Messungen an sauerstoffbedecktem Wolfram.

Nachdem die dem reinen Wolfram zukommenden Maxima bestimmt waren, wurde die Oberfläche der Einwirkung von Sauerstoff ausgesetzt. Durch Erhitzen von $KMnO_4$, das sich, mit Glaswolle bedeckt, in einem an die Röhre angeschmolzenen Gefäß befand, wurde ein Sauerstoffdruck von etwa 0,05 mm erzeugt, während das Wolframblech auf etwa 400° C erwärmt wurde. Der Sauerstoff wurde nach etwa 5 min abgepumpt, und sodann wurden, natürlich ohne erneute Beschießung oder Erhitzung des Präparates, die Beugungsmessungen vorgenommen. Wir stellen die Ergebnisse in Zahlentafel 5 zusammen.

a) $\vartheta = 75°$ (Zahlentafel 5a). Hier haben wir drei Maxima gefunden, von denen zwei mit den Werten der Zahlentafel 3a identisch sind, also dem reinen Wolfram angehören. Ein Maximum bei 130 V mag der Sauerstoffbedeckung zukommen.

b) $\vartheta = 60°$ (Zahlentafel 5b). Hier traten wie Maxima des reinen Wolfram auf, dazu das früher erwähnte Maximum bei 172 V. Vier Maxima sind sie sind durch die Sauerstoffbedeckung hervorgerufen

Digitized by Google

Zahlentafel 5. W[illegible] mit Sauerst[illegible]edeckung. Wolframblech in Sau[illegible] von etwa 0,05 mm Hg erhitzt bei etwa 400° C

a) $\vartheta = 75°$

V: 172, 119 } reines W

V	F	n	d
130	± 4	3	4,2

b) $\vartheta = 60°$

V: 235, 220 } reines W; 172 nicht identifiziert

V	F	n	d
206	± 5	6	4,67
186	2	5,5	4,46
160	4	5	4,32
118	4	4,5	4,36
			d = 4,45 Å

c) $\vartheta = 30°$

V: 142, 108, 84 } reines W

V	F	n	d
154	± 4	8	4,36
126	2	7,5	4,47
102	4	7	4,59
93	3	6,5	4,46
			d = 4,47 Å

Mittelwert d = 4,46 ± 0,1 Å. Annahme: E_0 = 10,5 V für die Sauerstoffschicht.

c) $\vartheta = 30°$ (Zahlentafel 5c). Von den sieben gefundenen Maxima gehören drei dem reinen Wolfram zu, vier hingegen der sauerstoffbedeckten Schicht.

Wir haben also im ganzen neun neue Maxima gefunden, die mit der Sauerstoffbedeckung in Verbindung zu bringen sind. Die Diskussion dieser Maxima geben wir in Abschnitt 6.

d) Falls diese neuen Maxima wirklich der Sauerstoffbedeckung zukommen, so müssen sie wieder verschwinden, wenn das Wolframblech längere Zeit über 1800° C erhitzt wird. Es wurde daher das Wolframblech auf 2100° C erhitzt und bei dieser Temperatur Beugungsmessungen durchgeführt.

$\vartheta = 30°$ (Zahlentafel 6 und Abb. 4). Wolframblech während der Messung auf 2100° C. Es treten fünf Maxima auf, die sich alle dem reinen Wolfram zuordnen lassen. Die Maxima der sauerstoffbedeckten Schicht sind alle verschwunden. Diese Feststellung ist allerdings dadurch nicht vollständig beweiskräftig, weil unterhalb 140 V keine Beugungsmaxima mehr auftraten. Wie man aus Abb. 4 erkennt, sind bei diesen hohen Temperaturen die Beugungsmaxima noch sehr deutlich und scharf ausgeprägt, so besonders die Maxima bei 176 und 185 V. Mit der von uns gewählten Zuordnung der Maxima wird E_0 im Mittel 10,8 V in Übereinstimmung mit den Werten bei Zimmertemperatur, wobei allerdings die Einzelwerte zwischen 9 und 12 (15 V) schwanken.

Zahlentafel 6. Wolfram gemessen bei 2100° C. Oxydhaut weggegangen $\vartheta = 30°$.

V	F	hkl	n	E_0
215	± 10	120	3	9
185	5	110	4,5	12
176	5	112	2,5	10
161	5	(100	6	15)
142	5	{110	4	{13
		{120	2,5	{10

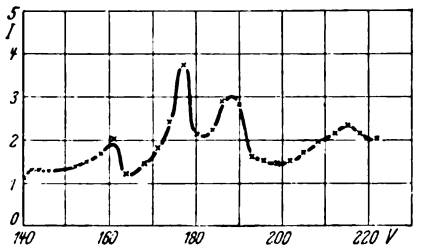


Abb. 4. Elektronenbeugung an Wolframblech, gemessen bei 2100° C, $\vartheta = 30°$.

4. Fehlerquellen.

Die Voltlage der Maxima kann durch folgende Fehlerquellen verändert werden:

1. Spannungsabfall am Glühdraht. Dieser Fehler kann durch unmittelbare Messung des Spannungsabfalls ermittelt und in Rechnung gestellt werden.

2. Verlagerung des Glühdrahts während der Heizung. Der Glühdraht darf keine Spirale sein, da sich sonst die einzelnen Windungen gegeneinander verschieben und dadurch Fehler hervorgerufen werden könnten.

3. Kontaktpotential zwischen dem Gehäuse H und dem Präparat W (Abb. 1). Dieser Fehler liegt sicher unterhalb 1 V. Er ist von uns nicht berücksichtigt worden.

4. Geschwindigkeitsverteilung der Glühelektronen. Auch dieser Fehler ist nicht berücksichtigt, da er in der Größenordnung einiger Zehntel Volt liegt.

5. Spannungsänderung der Anodenbatterie B_A während der Messung. Diese Änderungen können mit dem Voltmeter V verfolgt werden.

6. Schwankungen in der Reproduzierbarkeit der Maxima. An gut gereinigten Oberflächen sind die Beugungszacken auf ± 2 V reproduzierbar. Da ihre Intensität häufig schwankt, können kleinere Maxima in der Nähe größerer infolge der Überlagerung beider Kurven in ihrer Voltlage verschoben werden. Wir glauben, daß ein großer Teil der Schwankungen der E_0-Werte auf diese Schwankungen in der Reproduzierbarkeit der Maxima zurückzuführen ist.

7. Schwankungen der Strahlintensität. Der Elektronenstrom vom Glühdraht zur Blende B_1 muß konstant gehalten werden. Für kleine Spannungen unterhalb des Sättigungsgebietes ist es aber nicht mehr möglich, auf konstante Stromstärke einzustellen, ohne den Glühfaden zu gefährden. Hier wird der Ausschlag am Elektrometer C stets auf eine bestimmte Stromstärke reduziert. Durch Kontrollversuche ist geprüft, daß der Elektrometerausschlag in weiten Grenzen proportional zum Anodenstrom ist.

8. Abweichung des Einfallswinkels ϑ von dem in Rechnung gesetzten Wert. Diese Abweichung kann außer durch die Ungenauigkeit bei der Herstellung des die Blenden, Präparat und Faradaykäfig tragenden Sockels auch durch geringe Durchbiegung des Präparates,

Digitized by Google

z. B. durch Erhitzung verursacht sein. Aus der bei der Auswertung benutzten Gleichung für E_0 folgt

$$dE_0 = -\cos^2\vartheta\, dV + V \sin 2\vartheta\, d\vartheta .$$

Man sieht, daß für große ϑ-Werte beträchtliche Fehler in der Bestimmung von E_0 entstehen können. Noch für $\vartheta = 60°$ kann E_0 durch eine Abweichung von $\Delta\vartheta = 1°$ um etwa 2 V gefälscht werden. Bei den Messungen der Zahlentafeln 3 b und c können Verlagerungen im Winkel ϑ um diesen Betrag vorgekommen sein.

9. Die geometrische Breite des Elektronenstrahls. Der aus der Blende B_1 austretende Strahl hat eine maximale Öffnung von $0{,}2/10 = 0{,}2 \sim 80$ min. Der Abstand B_1W beträgt 10 mm, also wird maximal eine Kreisfläche von 0,4 mm Durchmesser von den Elektronen getroffen.

10. Ablenkung des Elektronenstrahls im erdmagnetischen Feld. Für Untersuchungen unterhalb 100 V ist das erdmagnetische Feld zu kompensieren. Da die Abstände B_1W und WB_2 etwa 10 mm betragen, ist für schnellere Elektronen die Ablenkung zu vernachlässigen.

Die hier gegebene Diskussion der Fehlerquellen bezieht sich auch auf alle früheren nach der Methode des festen Winkels ausgeführten Versuche.

5. Diskussion der Ergebnisse an reinem Wolfram.

Wie bereits erwähnt, ist das Wolframblech vielkristallin. Bevorzugt ist die (100)-Lage in der Walzebene, wie das Röntgenogramm ergab. Da der Elektronenstrahl auf eine Fläche von etwa 0,5 mm² auffällt, ist die Wahrscheinlichkeit sehr groß, daß Kriställchen von den Strahlen getroffen werden, für die gerade die Braggsche Reflexionsbedingung erfüllt ist. Zur Erklärung der gefundenen Maxima müssen daher verschieden indizierte Ebenen des Wolframs herangezogen werden. Die Zuordnung erfolgt nach der schon öfter benutzten Beziehung

$$E_0 = \frac{150}{4}\left(\frac{n}{d}\right)^2 - V\cos^2\vartheta .$$

Hierin sind V und ϑ bekannt, d wird mit Hilfe der Millerschen Indizes aus der Gitterkonstanten $a = 3{,}155$ Å ausgewählt, ebenso wird die Ordnungszahl n ausgewählt unter Zulassung halber Ordnungszahlen. Die Zuordnung wird als richtig angesehen, wenn für das innere Potential E_0 ein konstanter Wert gefunden wird. Es ist klar, daß bei dieser Methode der Zuordnung Fehler in der Indizierung auftreten können für den Fall, daß das innere Potential reelle Schwankungen mit der Strahlgeschwindigkeit aufweist[1]. Bei der großen Zahl der von uns gefundenen Maxima glauben wir, daß nur in einzelnen Fällen Fehlindizierungen möglich sind, daß aber der Mittelwert des inneren Potentials doch genügend gesichert ist. Hierfür haben wir $10{,}5 \pm 1$ V gefunden, unabhängig vom Einfallswinkel ϑ.[2] Dieser Mittelwert ist aus 37 Maxima berechnet.

Der gleiche Mittelwert gilt auch noch bei 2100° C. Das mittlere innere Potential scheint also sehr wenig temperaturabhängig zu sein.

In allen Fällen, in denen das Wolframblech bis 2500° C erhitzt wurde, mußten auch halbe Ordnungszahlen zur Erklärung der Maxima herangezogen werden. Bei der Messung der Werte der Zahlentafel 4 jedoch, wo eine Erhitzung über 3000° C stattfand, sind keine halben Ordnungszahlen zur Erklärung erforderlich. Auch an Wolfram läßt sich also zeigen, was der eine von uns an anderen Metallen schon früher gefunden hat[1], daß die halben Ordnungszahlen sich physikalisch von den ganzen unterscheiden und trennen lassen. Es ist möglich, daß auch hier Wasserstoffeinlagerung die halbzahligen Maxima verursacht hat.

Bei den Maxima der Zahlentafel 3 ist eines, 172 V bei $\vartheta = 60°$, nicht mit dem Schema des mittleren inneren Potentials $E_0 = 10{,}5$ erklärbar. Da es aber stets auftritt, glauben wir, daß es dem Wolfram mit einem anderen inneren Potential zukommt.

Sehr überraschend war uns das Auftreten neuer Maxima bei den Messungen $\vartheta = 80°$ und 85°. Acht Maxima liegen gerade an der Stelle, wo sie für $E_0 = 0$ zu erwarten wären. Besonders auffallend ist, daß für $\vartheta = 80°$ drei Maxima mit $E_0 = 10{,}2$ und vier Maxima mit $E_0 = 0$ gefunden wurden. Es scheinen also hier Maxima mit und ohne inneres Potential gleichzeitig aufzutreten.

Die Maxima mit $E_0 = 0$ scheinen vom Einfallswinkel bzw. von der Strahlgeschwindigkeit abhängig zu sein. Für $\vartheta = 85°$ stehen vier Maxima mit $E_0 = 0$ einem Maximum mit $E_0 = 10{,}5$ gegenüber. Für $\vartheta = 80°$ sind beide Gruppen nahezu einander gleich. Für $\vartheta = 75°$ können alle fünf Maxima durch einen Mittelwert $E_0 = 10{,}3$ erklärt werden. Ob man einzelne Maxima hiervon auch mit $E_0 = 0$ bei anderer Indizierung deuten kann, haben wir nicht geprüft.

Das hier nur als vorläufig zu bezeichnende Ergebnis, daß bei größerem Einfallswinkel bzw. größeren Spannungen Maxima mit $E_0 = 0$ zusammen mit solchen mit $E_0 = 10{,}5$ gefunden werden, scheint außerordentlich wichtig für die Auffassung des inneren Potentials überhaupt zu sein. Wir behalten uns vor, hierüber noch genauere Untersuchungen durchzuführen mittels einer Apparatur mit veränderlichem Winkel.

6. Diskussion der Ergebnisse an sauerstoffbedecktem Wolfram.

In Zahlentafel 5 sind die Maxima zusammengestellt, die nach der Sauerstoffbedeckung der Wolframoberfläche neu erschienen sind. Zur Deutung dieser Maxima sind wir ähnlich vorgegangen wie bei der Deutung der passiven Schicht auf Eisen. Wir haben angenommen, daß das mittlere Potential $E_0 = 10{,}5$ V auch für die sauerstoffbedeckte Schicht gültig ist, und haben uns sodann gefragt, ob sich ein konstanter Gitterabstand d für die gefundenen Maxima angeben läßt, wenn wir in der Gleichung

$$\frac{n}{d} = \sqrt{\frac{4\,(E_0 + V\cos^2\vartheta)}{150}}$$

[1] Über die Abhängigkeit von E_0 von der kristallographischen Natur der reflektierenden Ebene vgl. M. v. Laue, Berliner Berichte, S. 26. 1930.

[2] Aus den noch nicht abgeschlossenen Messungen wurde in „Leipziger Vorträge 1930", S. 708, ein zu großer Mittelwert von 12 V angegeben. Mit dem jetzigen Mittelwert folgt für die Austrittsarbeit A 1,4 ± 1 V, also ein erheblich zu kleiner Wert gegenüber dem experimentell bekannten.

[1] E. Rupp: Ann. Physik Bd. 5, S. 453. 1930.

Digitized by Google

die Ordnungszahl n variieren unter Zulassung halber Ordnungszahlen. Das scheint in der Tat möglich zu sein, wie die Zusammenstellung in Zahlentafel 5 ersehen läßt.

Für $\vartheta = 60°$ finden wir für aufeinanderfolgende Ordnungszahlen $n = 4{,}5 — 6$ Werte für d von 4,32 bis 4,67 mit einem Mittelwert 4,45 Å.

Für $\vartheta = 30°$ finden wir ebenfalls für aufeinanderfolgende Ordnungszahlen $n = 6{,}5 — 8$ Werte für d von 4,36 bis 4,59 mit einem Mittelwert 4,47 Å.

Für $\vartheta = 75°$ tritt nur das Maximum bei 130 V hinzu. Es gäbe mit $n = 3$, $d = 4{,}2$ Å; doch ist diese Indizierung unsicher.

Wir möchten daher zusammenfassend schließen: Die sauerstoffbedeckte Schicht auf Wolfram läßt sich durch einen ganz bestimmten Gitterabstand $d = 4{,}46 \pm 0{,}1$ Å charakterisieren.

In einer Fortsetzung der Untersuchung beabsichtigen wir, diesen Schluß durch Variation des Winkels ϑ noch genauer zu prüfen.

In der Untersuchung des passiven Eisens mit Elektronenstrahlen haben wir nach dem gleichen Rechenschema für die passive Schicht des Eisens einen Gitterabstand $d = 3{,}4 \pm 0{,}1$ ÅE gefunden. Wir glauben uns daher zu dem Schluß berechtigt: In der passiven Schicht auf Eisen und in der Sauerstoffschicht auf Wolfram liegen die gleichen Bindungsverhältnisse von Gasatomen mit Metallatomen vor.

Wir fragen weiter: Ist die Schicht als ein Wolframoxyd oder als eine einatomare Schicht im Sinne Langmuirs aufzufassen? An Eisen sowie an Wolfram wurde nur ein Gitterabstand gefunden, und nicht, wie es für eine Verbindung zu erwarten wäre, mehrere Abstände entsprechend den Reflexionen an verschiedenen Ebenen. Wie eingangs erwähnt, hat Langmuir gezeigt, daß bei 1800° C die Sauerstoffschicht in kurzer Zeit abdampft; bei 2100° C wird das Abdampfen also noch schneller erfolgen. Wir haben nun in der Tat zeigen können, daß durch Temperaturerhöhung auf 2100° C die Sauerstoffbedeckung des Wolframs wieder verschwindet. Des weiteren ist die Sauerstoffschicht auf Wolfram wie die passive Schicht auf Eisen unabhängig von der kristallographischen Struktur der Unterlage gefunden worden, aber beeinflußt durch das innere Potential der Unterlage. Aus diesen Tatsachen glauben wir schließen zu können, daß bei Wolfram wie bei Eisen eine Sauerstoffschicht die Oberfläche bedeckt und daß die gefundenen Gitterabstände diese Schicht charakterisieren.

Die Schicht an Wolfram hat zwar die von Langmuir angegebenen Eigenschaften einer einatomaren Schicht. Trotzdem können wir aus unseren Versuchen allein nicht auf eine einfache Absättigung der Valenzen der Metallatome mit Sauerstoffatomen schließen, denn der gefundene Gitterabstand könnte sehr wohl auch mehreren Lagen von Gasatomen zukommen oder auch einer gesetzmäßigen Lösung des Sauerstoffs in Wolfram.

Zusammenfassung.

Die Versuchsapparatur der Elektronenbeugung an Wolfram wird ausführlich beschrieben; die Fehlerquellen werden diskutiert.

Versuche an reinem Wolframblech mit den Einfallswinkeln $\vartheta = 85$, 80, 75, 60 und 30° ergaben an 37 Maxima ein mittleres inneres Potential $E_0 = 10{,}5 \pm 1$ V.

Bei den Einfallswinkeln $\vartheta = 85°$ und 80° wurden neben Maxima mit $E_0 = 10{,}5$ auch noch Maxima mit $E_0 = 0$ gefunden.

Versuche an sauerstoffbedecktem Wolfram ergaben neun neue Maxima, die durch einen Gitterabstand von $4{,}46 \pm 0{,}1$ Å gedeutet werden können unter Zugrundelegung des inneren Potentials des Wolframs.

Die mit Elektronenbeugung gefundene Sauerstoffschicht auf Wolfram hat die von Langmuir für eine einatomare Sauerstoffbedeckung angegebenen Eigenschaften.

Für die passive Schicht an Eisen gelten dieselben Gesetzmäßigkeiten wie für die Sauerstoffschicht auf Wolfram, sie scheint demnach auch einer Sauerstoffbedeckung zuzukommen.

Untersuchungen an technischen Gußlegierungen.

Von **O. Bauer** und **O. Vogel.**

In der Fachliteratur finden sich nur gelegentlich Arbeiten über die Eigenschaften von Gußlegierungen. Etwaige vom Guß herrührende Fehler im Material werden beim nachfolgenden Walzen, Ziehen, Pressen usw. vielfach wieder verwischt, so daß es nicht immer möglich ist, nachträglich zu entscheiden, ob Mängel des Fertigerzeugnisses auf Gußfehler oder Verarbeitungsfehler zurückzuführen sind.

Die nachfolgend mitgeteilten Untersuchungen stellen einen Beitrag zur Kenntnis der Eigenschaften von technischen Gußlegierungen dar. Die Gußstücke selbst verdanken wir dem Entgegenkommen einiger Werke, die hier mit dem Buchstaben A, B, C und D bezeichnet werden mögen.

a) Probenmaterial.

Vorgesehen waren Gußstäbe aus Gußbronze (G Bz 10), Gußmessing (G Ms 67), Silumin und Elektron. Die Stäbe sollten im laufenden Betrieb nach Abb. 1 stehend gegossen werden. Bei den Bronze-, Messing- und Silumingüssen wurden, mit geringen Abweichungen, die in Abb. 1 angegebenen Abmessungen eingehalten. Abb. 2 zeigt z. B. die von Werk B gegossenen Bronzestäbe.

Die Elektronstäbe mußten aus gießtechnischen Gründen liegend, mit Steiger für jeden Stab (siehe Abb. 3 u. 4) gegossen werden.

Zu den einzelnen Güssen wurden von den Werken die in Zahlentafel 1 mitgeteilten Angaben gemacht:

Digitized by Google

Zahlentafel 1. Angaben der Werke über das Gießen der Probestäbe.

Bezeichnung des Werkes	Bezeichnung der Probestäbe	Material	Art des Gusses	Angaben über das Gießverfahren
A	A 100 A 75 A 50 A 30 A 10	Gußbronze GBz 10 (Phosphorbronze 90 Cu 10 Sn)	Stehend in Sand gegossen	Der Einsatz betrug zur Hälfte Neumetall und Altmetall, letzteres aus dem eigenen Betrieb. Geschmolzen wurde in einem Tiegelschachtofen; die Gießtemperatur betrug 1120 bis 1150°
	As 100 As 75 As 50 As 30 As 10		als Steigguß in Sand gegossen	
B	B 100 B 75 B 50 B 30 B 10	Gußbronze GBz 10	Von unten steigend in trockene Sandformen gegossen	Aus Neumetall im Debus-Tiegelofen erschmolzen. Gießtemperatur etwa 1100°
	BM 100 BM 75 BM 50 BM 30 BM 10	Gußmessing GMs 67		Aus Altmaterial im Debus-Tiegelofen erschmolzen. Gießtemperatur etwa 1000°
C	C 100 C 75 C 50 C 30 C 10	Silumin	Stehend in Sand gegossen	Das Schmelzen des Materials erfolgt in einem mit Öl geheizten Tiegelofen. Das Material war reines Rohsilumin. Die Gießtemperatur betrug etwa 700°
D	D 100 D 75 D 50 D 30 D 10	Elektron	liegend gegossen	Die Stäbe sind in Sand eingeformt und zwar liegt von den 3 stärksten Stäben die untere Hälfte in Kokille. (Siehe Abb. 47a u. b.) Bis auf den Stab 10 mm haben alle Stäbe an der Oberseite einen durchgehenden Steiger. Bei dem Stab von 10 mm wurde auf der ganzen Länge der Lauf in den Oberkasten geschnitten um so als Steiger zu wirken.

b) Chemische Untersuchungen.

Bronzen neigen nach früheren Untersuchungen von Bauer und Arndt[1] in ausgesprochenem Maße zur „umgekehrten Blockseigerung". Die Zink-Kupferlegierungen (Messinge) seigern im allgemeinen erheblich geringer; über die Seigerungsneigung von Silumin und Elektron ist noch wenig bekannt. Zur Feststellung etwaiger Seigerungen wurden für die Analysen der Bronze-, Messing- und Silumingüsse aus den Stäben von 100 und 50 mm

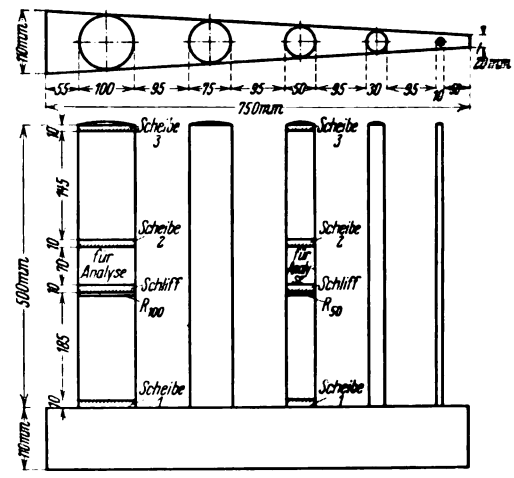


Abb. 1. Form und Abmessungen der Bronze-, Messing- und Silumin-Gußstäbe.

Durchmesser die in Abb. 1 mit „für die Analyse" bezeichneten Abschnitte von 70 mm Länge entnommen[2]. Die Abschnitte wurden durch schichtenweises Abdrehen (siehe Abb. 5) zerspant und die Späne der einzelnen Schichten *a*, *b*, *c* usw. gesondert analysiert. Die Ergebnisse sind in den Zahlentafeln 2 bis 9 zusammengestellt und in den Abb. 7 bis 10 graphisch aufgetragen. Von den Elektronstäben erfolgte die Probenahme aus den Steigern der Stäbe D_{100} und D_{50} nach Abb. 6 und 11. Die Ergebnisse sind in den Zahlentafeln 10 und 11 zusammengestellt und in Abb. 11 graphisch aufgetragen.

[1] O. Bauer u. H. Arndt: Seigerungserscheinungen. Z. Metallkunde 1921, Heft 14, S. 497; Heft 15, S. 559.

[2] Vom Material *A* wurden nur die Stäbe A_{100} und A_{50} analysiert. A_{s100} und A_{s50} wurden nicht untersucht.

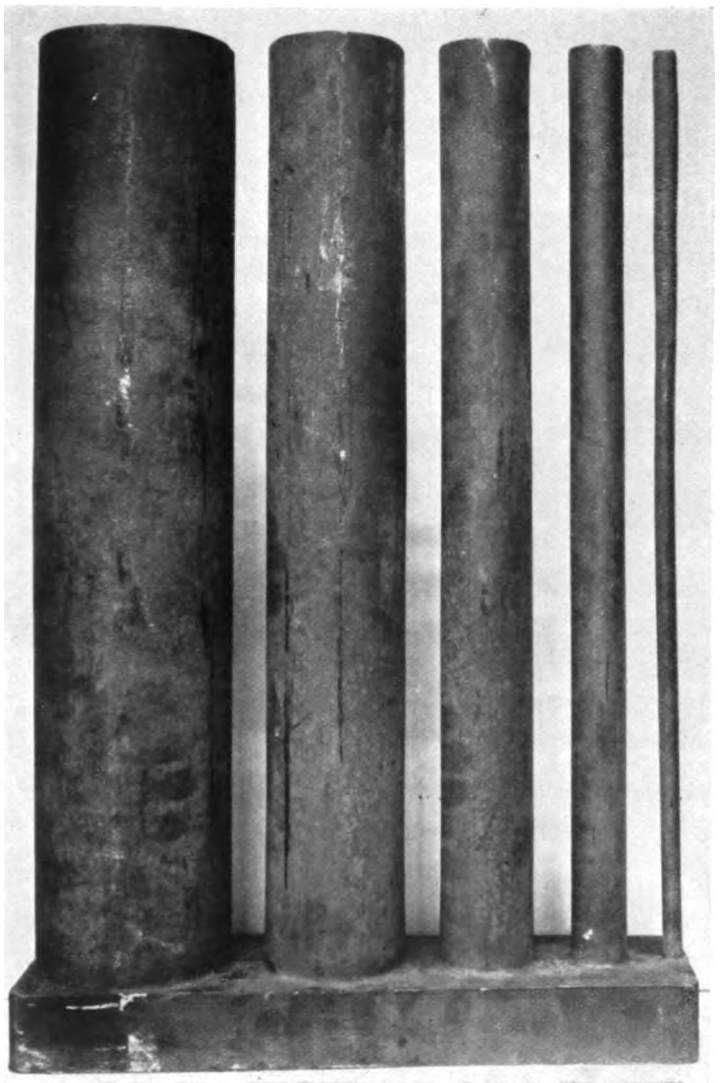
Zahlentafel 2. Analysen aus Bronze GBz 10 von Werk A. Probestab A 100.

Späne durch schichtenweises Abdrehen (Abb. 5) aus dem mittleren Teil des Gußstabes (Abb. 1) entnommen. (Ergebnisse in Abb. 7 graphisch aufgetragen.)

Bronzestab A 100	Analysen der Schichten a, b, c, ... in 2, 5, 9, ... mm Abstand von der Stabmitte													Bemerkungen über den Guß
	a 2 mm	b 5 mm	c 9 mm	d 13 mm	e 17 mm	f 21 mm	g 25 mm	h 29 mm	i 33 mm	k 37 mm	l 41 mm	m 45 mm	n 49 mm	
Kupfer	89,82	89,84	89,78	89,77	89,81	89,86	89,87	89,83	89,79	89,74	89,35	88,77	88,77	Stehend in Sand gegossen
Zinn	9,49	9,58	9,63	9,54	9,54	9,57	9,55	9,54	9,60	9,68	10,01	10,39	10,53	
Zink	0,21	0,19	0,15	0,18	0,20	0,19	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18	0,19	0,16	
Blei	0,26	0,24	0,24	0,22	0,22	0,23	0,23	0,24	0,24	0,24	0,31	0,37	0,35	
Antimon	0,11	0,10	0,10	0,09	0,09	0,10	0,10	0,12	0,10	0,10	0,09	0,12	0,12	
Phosphor	0,05	0,05	0,04	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,07	0,07	0,07	0,07	0,06	
Eisen	0,07	0,08	0,08	0,07	0,08	0,07	0,06	0,08	0,08	0,07	0,07	0,07	0,08	
Nickel	—	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	—	—	—	—	—	0,02	
Schwefel	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,02	—	—	—	

Digitized by Google

Aus den Zahlentafeln 2 bis 11 und den Abb. 7 bis 11 geht folgendes hervor:



B 100 B 75 B 50 B 30 B 10

Abb. 2. Bronzestäbe von Werk B.

1. Die Bronzen zeigen, wie schon von Bauer und Arndt[1] festgestellt wurde, ausgesprochene „umgekehrte" Blockseigerung. Bei Bronze A (stehend in Sand gegossen) ist die kupferärmere und zinnreichere Randzone breiter (Abb. 7) als bei Bronze B (von unten steigend gegossen) (Abb. 8). Steigguß erscheint hiernach, mit Bezug auf Verminderung der Seigerungsneigung, günstiger als Guß von oben.

Der kleine Bleigehalt ist im Gußstab A 100 am Rande schwach angereichert, während das Zink bei keinem der untersuchten Stäbe geseigert war.

2. Das Gußmessing zeigt in der Randzone bei Gußstab BM 100 schwache, bei Gußstab BM 50 erheblich stärkere „normale" Blockseigerung. Die kleinen Blei- und Zinngehalte weisen zwar Schwankungen auf, von einer ausgesprochenen „umgekehrten" oder „normalen" Blockseigerung kann jedoch nicht gesprochen werden (Abb. 9).

3. Das Silumin zeigt keinerlei Neigung zum Seigern (Abb. 10).

4. Beim Elektron wurden die Analysen aus den Steigern entnommen. Bei dem Steiger des Gußstabes D 100 ist am Rand der Zinkgehalt, beim kleineren Steiger des Stabes D 50 sowohl der Zink- als auch der Aluminiumgehalt niedriger als mehr nach der Mitte zu (Abb. 11). Schnellere Abkühlung scheint somit auch beim Elektron zu einer schwachen Entmischung zu führen.

C. Untersuchung auf Porosität der Güsse.

Hierzu wurden die in Abb. 1 und 6 mit Scheibe 1, 2 und 3 bezeichneten Abschnitte[1] entnommen. Sie wurden an den schraffiert gezeichneten Schnittflächen geschliffen und poliert. Für die Röntgendurchleuchtung dienten die in Abb. 1 und 6 mit *R* bezeichneten 2 mm dicken Scheiben.

1. Untersuchung der Bronzegüsse.

Bronze A (stehend in Sand gegossen). In den Abb. 12, 13 und 14 sind die Hälften der Schliffe aus

[1] Bauer u. Arndt: Seigerungserscheinungen. Z. Metallkunde 1921, Heft 14, S. 497; Heft 15, S. 559.

[1] Die gleichen Abschnitte dienten für die unter *E* beschriebenen Kugeldruckversuche.

Zahlentafel 3. Analysen aus Bronze GBz 10 von Werk A. Probestab A 50.
Späne durch schichtenweises Abdrehen (Abb. 5) aus dem mittleren Teil des Gußstabes (Abb. 1) entnommen. (Ergebnisse in Abb. 7 graphisch aufgetragen.)

Bronzestab A 50	Analysen der Schichten a, b, c, ... in 1, 5, 8, ... mm Abstand von der Stabmitte							Bemerkungen über den Guß
	a 1 mm	b 5 mm	c 8 mm	d 12 mm	e 16 mm	f 20 mm	g 24 mm	
Kupfer	89,79	89,96	90,02	89,88	89,80	89,25	89,01	Stehend in Sand gegossen
Zinn	9,37	9,20	9,29	9,37	9,45	9,88	10,24	
Zink	0,35	0,33	0,32	0,34	0,34	—	—	
Blei	0,29	0,29	0,27	0,27	0,29	0,27	0,29	
Antimon	—	—	0,06	0,06	0,06	—	—	
Phosphor	—	—	0,06	0,06	0,06	—	—	
Eisen	—	—	0,04	0,04	0,04	—	—	
Nickel	—	—	0,08	0,08	0,08	—	—	
Schwefel	—	—	0,03	0,03	0,03	—	—	

Digitized by Google

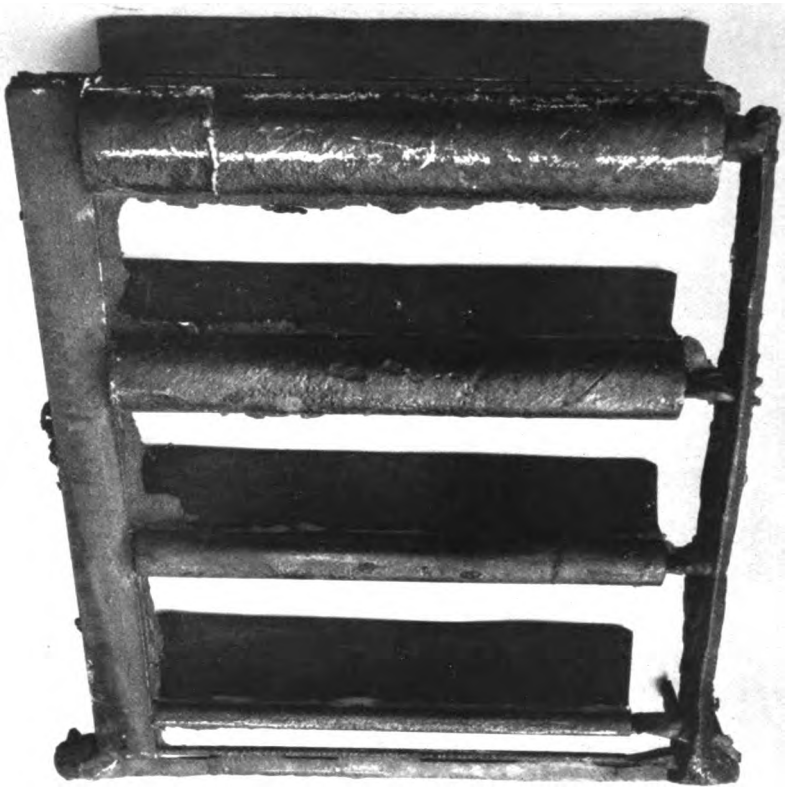


Abb. 3. Elektronstäbe. Abgüsse von unten gesehen.

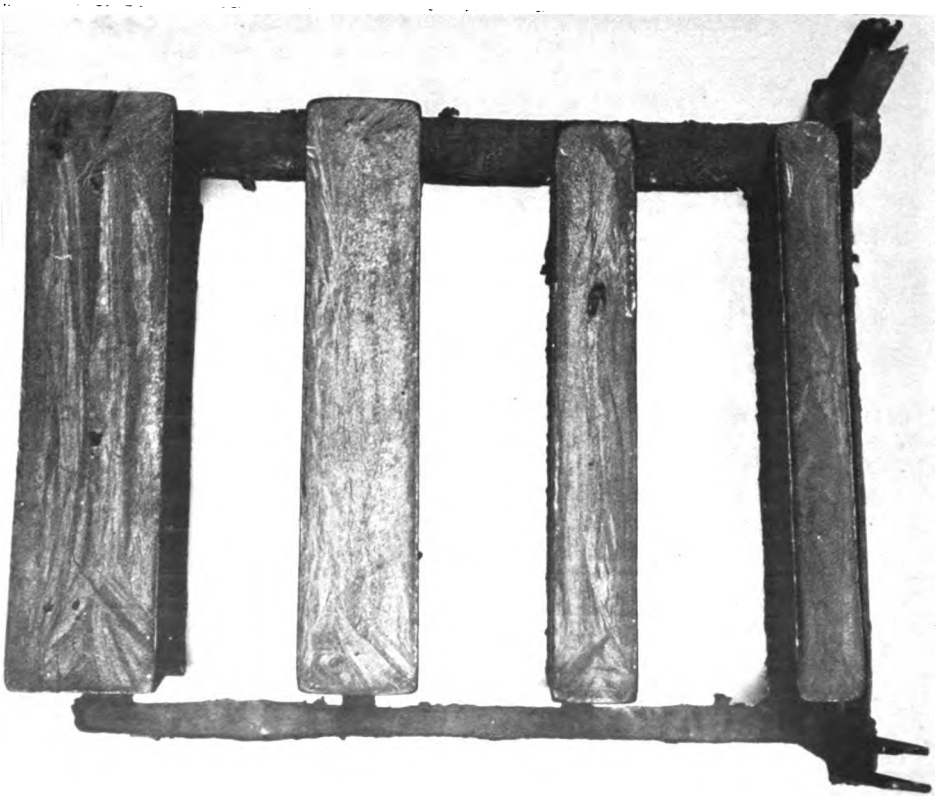


Abb. 4. Elektronstäbe. Abgüsse von oben gesehen.

Digitized by Google

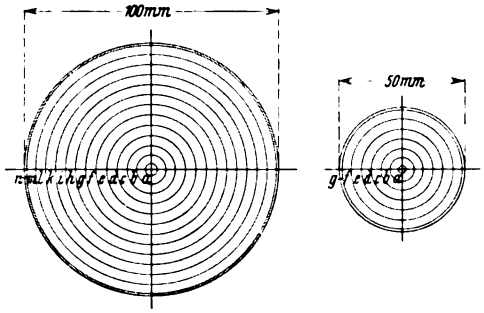


Abb. 5. Entnahme der Analysenspäne aus den Bronze-, Messing- und Siluminstäben.

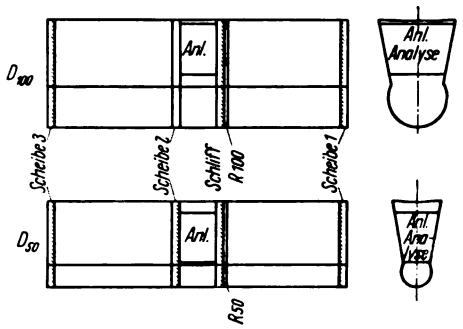
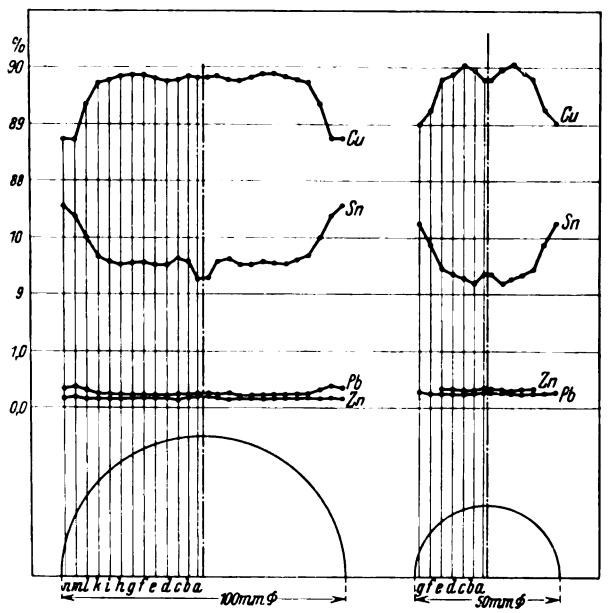
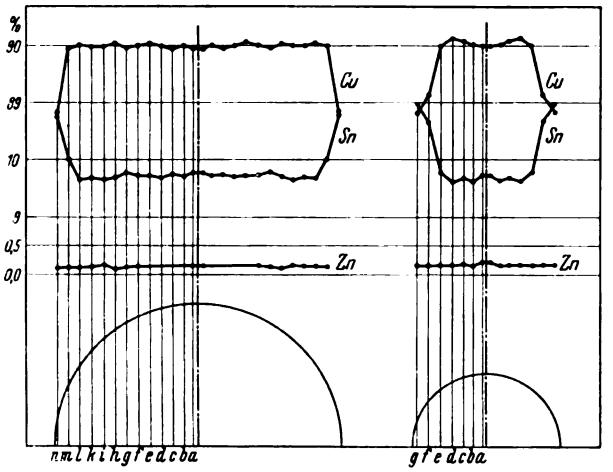


Abb. 6. Elektronabgüsse.



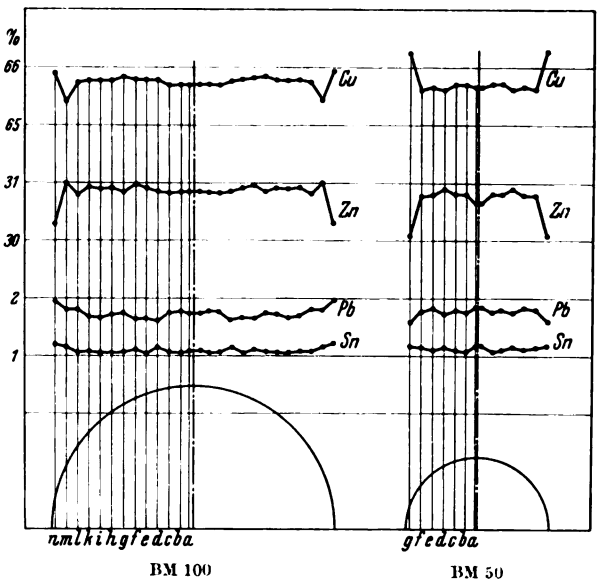
A 100 A 50

Abb. 7. Analysenergebnisse aus Bronze GBz 10 von Werk A. (Zahlentafel 2 und 3.)



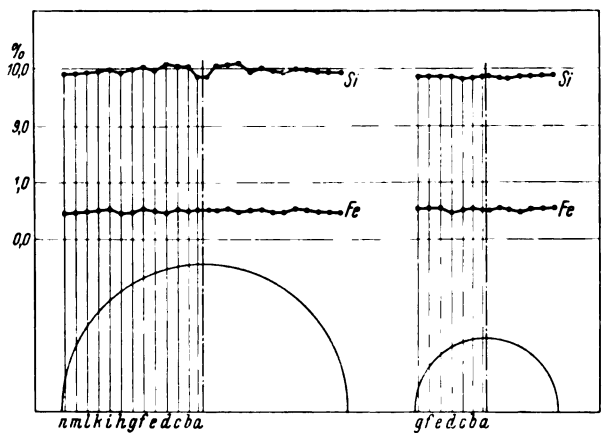
B 100 B 50

Abb. 8. Analysenergebnisse aus Bronze GBz 10 von Werk B. (Zahlentafel 4 und 5.)



BM 100 BM 50

Abb. 9. Analysenergebnisse aus Gußmessing GMs 67 von Werk B. (Zahlentafel 6 und 7.)



C 100 C 50

Abb. 10. Analysenergebnisse aus Silumin von Werk C. (Zahlentafel 8 und 9.)

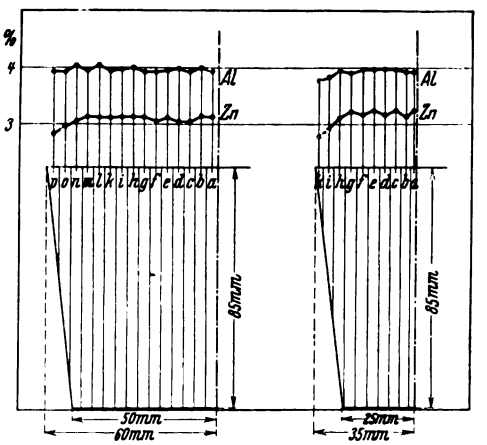


Abb. 11. Entnahme der Analysenspäne und Analysenergebnisse aus Elektronmetall von Werk D. (Zahlentafel 10 und 11.)

Digitized by Google

Zahlentafel 4. Analysen aus Bronze GBz 10 von Werk B. Probestab B 100.

Späne durch schichtenweises Abdrehen (Abb. 5) aus dem mittleren Teil des Gußstabes (Abb. 1) entnommen. (Ergebnisse in Abb. 8 graphisch aufgetragen.)

Bronzestab B 100	Analysen der Schichten a, b, c, ... in 2, 5, 9, ... mm Abstand von der Stabmitte													Bemerkungen über den Guß
	a 2 mm	b 5 mm	c 9 mm	d 13 mm	e 17 mm	f 21 mm	g 25 mm	h 29 mm	i 33 mm	k 37 mm	l 41 mm	m 45 mm	n 49 mm	
Kupfer	89,93	89,98	89,94	89,97	90,03	90,00	89,95	90,04	89,97	89,98	90,00	89,60	88,84	Von unten steigend in trockene Sandform gegossen
Zinn	9,76	9,72	9,74	9,70	9,71	9,74	9,79	9,70	9,67	9,69	9,67	10,02	10,76	
Zink	0,13	—	—	—	—	0,12	0,12	0,10	0,13	0,12	0,12	0,13	0,12	
Blei	—	—	—	—	—	0,02	0,02	0,02	0,03	0,02	0,02	0,03	0,04	
Antimon	—	—	—	—	—	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	—	—	
Phosphor	—	—	—	—	—	0,08	0,08	0,09	0,08	0,08	0,08	—	—	
Eisen	—	—	—	—	—	0,06	0,06	0,06	0,07	0,07	0,06	—	—	
Schwefel	—	—	—	—	—	0,04	0,05	0,04	0,05	0,05	0,04	—	—	

Zahlentafel 5. Analysen aus Bronze GBz 10 von Werk B. Probestab B 50.

Späne durch schichtenweises Abdrehen (Abb. 5) aus dem mittleren Teil des Gußstabes (Abb. 1) entnommen. (Ergebnisse in Abb. 8 graphisch aufgetragen.)

Bronzestab B 50	Analysen der Schichten a, b, c, ... in 1, 5, 8, ... mm Abstand von der Stabmitte							Bemerkungen über den Guß
	a 1 mm	b 5 mm	c 8 mm	d 12 mm	e 16 mm	f 20 mm	g 24 mm	
Kupfer	90,00	90,01	90,06	90,10	89,90	89,10	88,80	Von unten steigend in trockene Sandform gegossen
Zinn	9,71	9,64	9,67	9,61	9,77	10,66	10,95	
Zink	0,20	0,15	0,15	0,15	0,15	0,16	0,15	
Blei	0,04	0,05	0,04	0,02	0,04	0,04	0,04	
Antimon	—	—	0,06	0,06	0,06	—	—	
Phosphor	—	—	0,08	0,08	0,08	—	—	
Eisen	—	—	0,06	0,06	0,06	—	—	
Schwefel	—	—	0,04	0,04	0,04	—	—	

Zahlentafel 6. Analysen aus Gußmessing GMs 67 von Werk B. Probestab BM 100.

Späne durch schichtenweises Abdrehen (Abb. 5) aus dem mittleren Teil des Gußstabes (Abb. 1) entnommen. (Ergebnisse in Abb. 9 graphisch aufgetragen.)

Messingstab BM 100	Analysen der Schichten a, b, c, ... in 2, 5, 9, ... mm Abstand von der Stabmitte													Bemerkungen über den Guß
	a 2 mm	b 5 mm	c 9 mm	d 13 mm	e 17 mm	f 21 mm	g 25 mm	h 29 mm	i 33 mm	k 37 mm	l 41 mm	m 45 mm	n 49 mm	
Kupfer	65,70	65,70	65,69	65,78	65,78	65,80	65,82	65,78	65,78	65,79	65,73	65,43	65,91	Von unten steigend in trockene Sandform gegossen
Zink	30,83	30,84	30,81	30,86	30,90	30,95	30,83	30,88	30,89	30,90	30,80	30,99	30,29	
Blei	1,72	1,77	1,75	1,61	1,66	1,65	1,72	1,71	1,67	1,68	1,80	1,79	1,97	
Zinn	1,09	1,05	1,07	1,12	1,03	1,10	1,06	1,04	1,03	1,06	1,07	1,15	1,20	
Eisen	0,47	0,47	0,49	0,47	0,41	0,40	0,45	0,46	0,46	0,45	0,48	0,47	0,47	
Nickel	0,24	0,26	0,24	0,24	0,24	0,24	0,24	0,24	0,22	0,24	0,25	0,26	0,24	
Phosphor	—	0,018	0,018	0,02	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
Antimon	—	—	—	0,02	—	—	0,03	0,04	0,04	—	—	—	—	
Schwefel	—	—	—	—	0,018	—	—	0,018	—	—	—	—	—	

Zahlentafel 7. Analysen aus Gußmessing GMs 67 von Werk B. Probestab BM 50.

Späne durch schichtenweises Abdrehen (Abb. 5) aus dem mittleren Teil des Gußstabes (Abb. 1) entnommen. (Ergebnisse in Abb. 9 graphisch aufgetragen.)

Messingstab BM 50	Analysen der Schichten a, b, c, ... in 1, 5, 8, ... mm Abstand von der Stabmitte							Bemerkungen über den Guß
	a 1 mm	b 5 mm	c 8 mm	d 12 mm	e 16 mm	f 20 mm	g 24 mm	
Kupfer	65,66	65,70	65,70	65,61	65,66	65,60	66,44	Von unten steigend in trockene Sandform gegossen
Zink	30,68	30,80	30,80	30,89	30,80	30,78	30,08	
Blei	1,82	1,75	1,79	1,74	1,81	1,79	1,60	
Zinn	1,17	1,07	1,10	1,13	1,11	1,16	1,17	
Eisen	0,45	0,48	0,45	0,44	0,47	—	—	
Nickel	0,25	0,25	0,24	0,25	0,24	—	—	
Phosphor	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	—	—	

Digitized by Google

Zahlentafel 8. Analysen aus Silumin von Werk C. Probestab C100.

Späne durch schichtenweises Abdrehen (Abb. 5) aus dem mittleren Teil des Gußstabes (Abb. 1) entnommen. (Ergebnisse in Abb. 10 graphisch aufgetragen).

Siluminstab C100	Analysen der Schichten a, b, c, ... in 2, 5, 9, ... mm Abstand von der Stabmitte													Bemerkungen über den Guß
	a 2 mm	b 5 mm	c 9 mm	d 13 mm	e 17 mm	f 21 mm	g 25 mm	h 29 mm	i 33 mm	k 37 mm	l 41 mm	m 45 mm	n 49 mm	
Silizium	9,86	10,02	10,02	10,08	9,97	10,01	9,99	9,94	9,88	9,86	9,83	9,82	9,81	Stehend in Sand gegossen
Eisen	0,52	0,51	0,54	0,49	0,51	0,52	0,49	0,48	0,53	0,51	0,49	0,48	0,48	
Kupfer	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,02	
Zink	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,08	
Mangan	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,03	
Aluminium	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	

Zahlentafel 9. Analysen aus Silumin von Werk C. Probestab C50.

Späne durch schichtenweises Abdrehen (Abb. 5) aus dem mittleren Teil des Gußstabes (Abb. 1) entnommen. (Ergebnisse in Abb. 10 graphisch aufgetragen.)

Siluminstab C50	Analysen der Schichten a, b, c, ... in 1, 5, 8, ... mm Abstand von der Stabmitte							Bemerkungen über den Guß
	a 1 mm	b 5 mm	c 8 mm	d 12 mm	e 16 mm	f 20 mm	g 24 mm	
Silizium	9,84	9,82	9,80	9,83	9,85	9,86	9,87	Stehend in Sand gegossen
Eisen	0,51	0,53	0,51	0,49	0,53	0,53	0,53	
Kupfer	—	—	—	—	—	0,04	—	
Zink	—	—	—	—	—	0,07	—	
Mangan	—	—	—	—	—	0,03	—	
Aluminium	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	

Zahlentafel 10. Analysen von Elektronmetall von Werk D. Probestab D100.

Späne durch schichtenweises Abhobeln aus dem Steiger (Abb. 6 u. 11) entnommen.

Elektronstab D100	Analysen der Schichten a, b, c, ... in 2, 6, 10, ... mm Abstand von der Mittelachse des Steigers															Bemerkungen über den Guß
	a 2 mm	b 6 mm	c 10 mm	d 14 mm	e 18 mm	f 22 mm	g 26 mm	h 30 mm	i 34 mm	k 38 mm	l 42 mm	m 46 mm	n 50 mm	o 54 mm	p 58 mm	
Aluminium	3,97	3,99	3,94	3,99	3,96	3,92	3,95	4,00	3,98	3,95	4,02	3,96	4,03	3,93	3,93	Steiger in Sand eingeformt (Stab liegend gegossen)
Zink	3,12	3,14	3,06	3,07	3,11	3,08	3,12	3,12	3,12	3,12	3,12	3,13	3,08	2,96	2,87	
Mangan	—	—	—	—	—	—	0,32	0,32	0,32	0,31	—	—	—	—	—	
Silizium	—	—	—	—	—	—	0,08	0,09	0,09	0,09	—	—	—	—	—	
Eisen	—	—	—	—	—	—	0,04	0,04	0,04	0,04	—	—	—	—	—	
Kupfer	—	—	—	—	—	—	0,04	0,03	0,04	0,04	—	—	—	—	—	
Magnesium	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	

Zahlentafel 11. Analysen von Elektronmetall von Werk D. Probestab D50.

Späne durch schichtenweises Abhobeln aus dem Steiger (Abb. 6 u. 11) entnommen.

Elektronstab D50	Analysen der Schichten a, b, c ... in 1, 3, 7, ... mm Abstand von der Mittelachse des Steigers										Bemerkungen über den Guß
	a 1 mm	b 3 mm	c 7 mm	d 11 mm	e 15 mm	f 19 mm	g 23 mm	h 27 mm	i 31 mm	k 34 mm	
Aluminium	3,97	3,97	3,98	3,98	3,99	3,98	3,97	3,97	3,83	3,78	Steiger in Sand eingeformt (Stab liegend gegossen)
Zink	3,22	3,18	3,24	3,19	3,25	3,19	3,25	3,12	2,91	2,80	
Mangan	0,33	0,31	0,33	0,31	0,31	0,32	0,33	0,33	0,31	0,32	
Silizium	—	—	0,06	0,07	0,06	0,07	—	—	—	—	
Eisen	—	—	0,02	0,02	0,02	0,02	—	—	—	—	
Kupfer	—	—	0,02	0,03	0,02	0,03	—	—	—	—	
Magnesium	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	

Stab A 100 (Scheibe 1, 2 und 3) und in Abb. 15 die Schliffe (Scheibe 1, 2 und 3) aus Stab A 50 im Lichtbild wiedergegeben.

Gußstab A 100 ist im oberen Teil (Scheibe 3 vom Kopf Abb. 12) nahezu porenfrei. Im mittleren Teil (Scheibe 2 aus der Mitte Abb. 13) ist der Rand ebenfalls porenfrei, mehr nach der Schliffmitte zu treten zahlreiche Poren auf. Im unteren Teil (Scheibe 1 vom Fuß Abb. 14) sind die Poren und undichten Stellen in der Schliffmitte am zahlreichsten.

Gußstab A 50 zeigt im allgemeinen erheblich weniger Poren (Abb. 15) als Stab A 100. Scheibe 3 (vom Kopf) ist hier nahezu porenfrei; Scheibe 2 (aus der Mitte) weist vereinzelte unregelmäßig verteilte Poren auf,

Digitized by Google

Scheibe 1 (vom Fuß) zeigt auch hier etwas mehr Poren als Scheibe 2.

Die Röntgendurchleuchtung der aus der Stabmitte entnommenen Scheiben R 100 und R 50 ergab die in *Abb. 16* und 17 wiedergegebenen Bilder. Diese zeigen *eine wesentlich* stärkere Porosität, als nach den Schliffgüssen A, von einer photographischen Wiedergabe der Schliffe konnte daher abgesehen werden. Auch die Röntgendurchleuchtung zeigte ähnliche Bilder wie ein Vergleich zwischen dem Röntgenbild der Scheibe R 50 aus Stab As 50 (Abb. 18) mit dem Röntgenbild der Scheibe R 50 aus Stab A 50 (Abb. 17) lehrt.

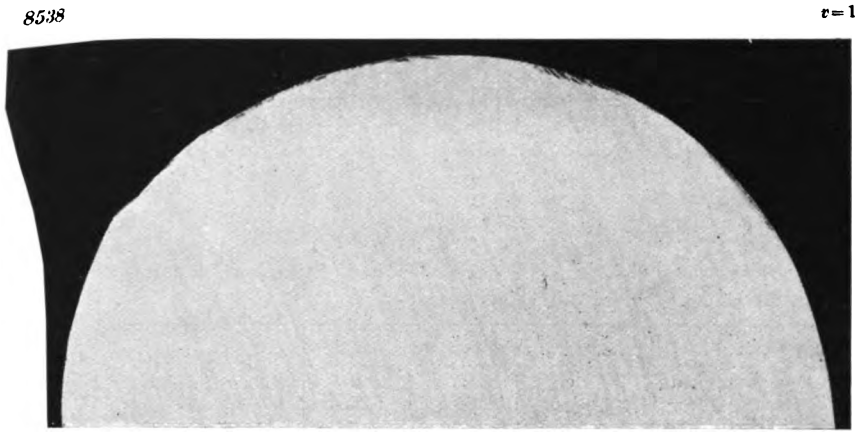


Abb. 12. Bronze A 100. Scheibe 3 vom Kopf.

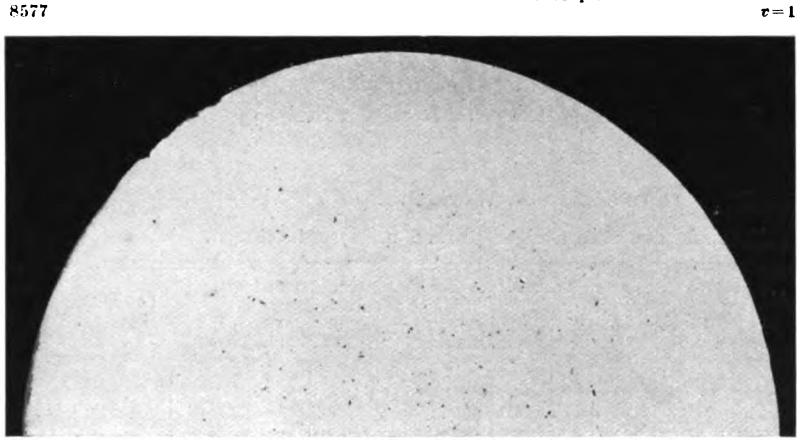


Abb. 13. Bronze A 100. Scheibe 2 aus der Mitte.

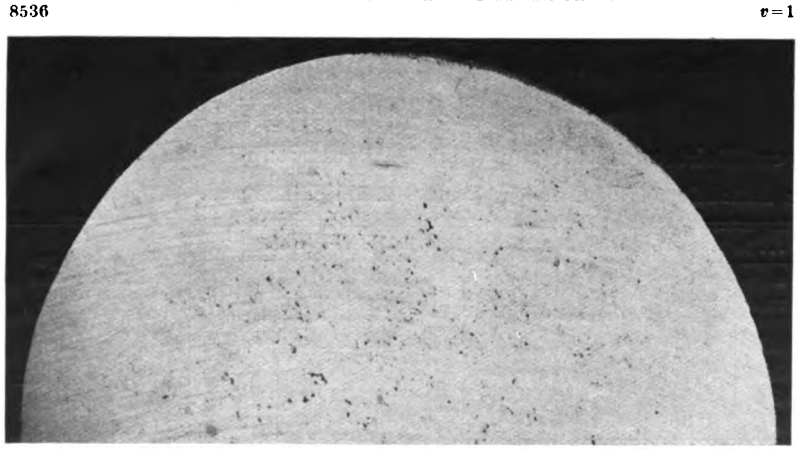


Abb. 14. Bronze A 100. Scheibe 1 vom Fuß.

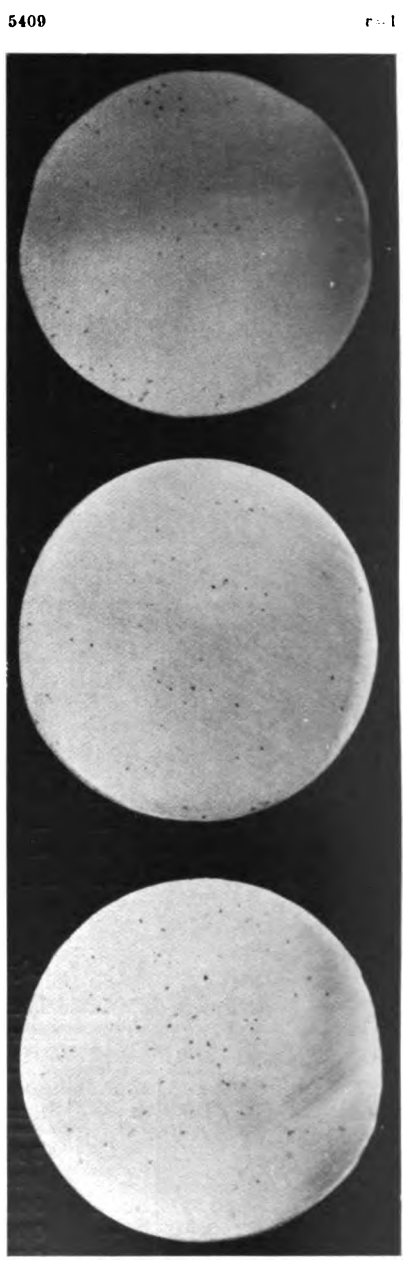


Abb. 15. Bronze A 50.

bildern erkennbar ist. Die kleinen Undichtigkeiten werden beim Bearbeiten offenbar verschmiert. Außerdem treten in den Aufnahmen Schattierungen hervor, die anscheinend mit der Kornseigerung in Zusammenhang stehen.

Bronze As (als Steigguß in Sand gegossen). Die Untersuchung der Scheiben 1, 2, 3 ergab bezüglich der Porosität sehr ähnliche Verhältnisse wie bei den Bronze-

Bronze B (von unten steigend in Sand gegossen). Gußstab B 100 zeigt im oberen Teil (Scheibe 3 vom Kopf Abb. 19) mehr nach der Mitte zu nur wenige mikroskopisch feine Poren. Im mittleren Teil (Scheibe 2 aus der Mitte Abb. 20) ist eine Randschicht von etwa 9 bis 10 mm Stärke nahezu porenfrei; im mittleren Teil sind zahlreiche gleichmäßig verteilte feinere und gröbere Poren erkennbar. Im unteren Teil (Scheibe 1 vom Fuß

Digitized by Google

Abb. 20) ist die porenfreie Randschicht nur noch etwa 6 bis 7 mm breit. Der mittlere Teil ist durchsetzt von z. T. recht groben Poren und undichten Stellen.

Gußstab B 50 zeigt, wie auch Stab A 50, erheblich weniger Poren als Stab B 100. In Abb. 22 sind die Scheiben 1, 2, 3 wiedergegeben. Die Porenverteilung zeigt

Zusammenfassung der Ergebnisse.

1. Die Porosität war bei allen Gußstäben mit größeren Querschnitten größer als bei den Stäben mit kleineren Querschnitten.

2. Die Köpfe der Gußstäbe waren in allen Fällen ganz oder nahezu porenfrei; mehr nach der Mitte zu traten

$v = 1$

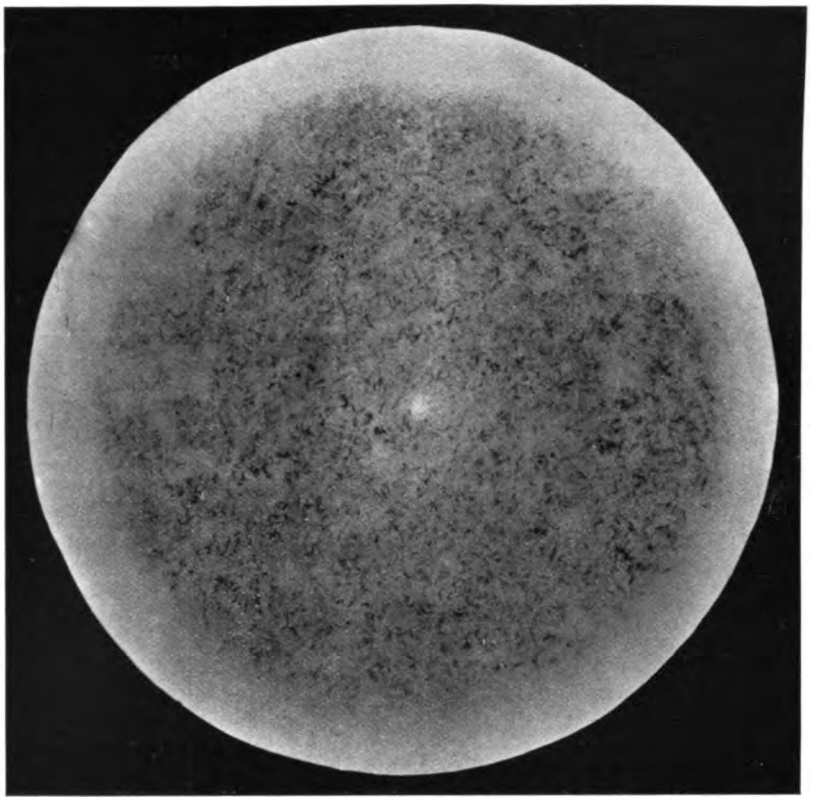


Abb. 16. Bronze A 100, Scheibe R 100. Röntgenbild.

$v = 1$

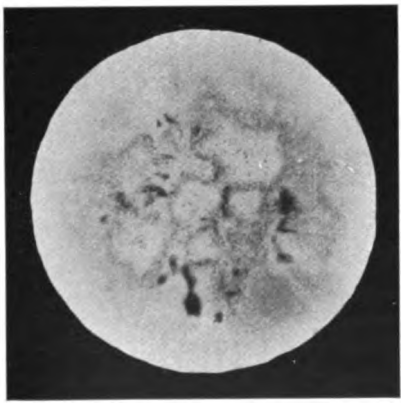


Abb. 17. Bronze A 50, Scheibe R 50. Röntgenbild.

$v = 1$

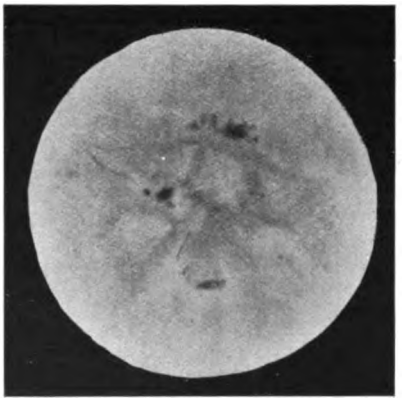


Abb. 18. Bronze As 50, Scheibe R 50. Röntgenbild.

große Ähnlichkeit mit der Porenverteilung im Stab A 50 (Abb. 15).

Die Röntgendurchleuchtung der Scheiben R 100 und R 50 ergab die in den Abb. 23 und 24 wiedergegebenen Bilder.

Auch hier zeigt das Röntgenbild die Porosität deutlicher als der Schliff. Beim Gußstab B 50 deutet die eigentümliche Zeichnung auf sehr feine Poren im Kristallkorn hin.

immer mehr Poren auf und am Fuß waren die Bronzegüsse sehr stark von Poren durchsetzt.

3. Auch an den vom Fuß der Stäbe entnommenen Abschnitten war eine porenfreie Randzone vorhanden.

4. Schnellere Abkühlung (Kopf der Blöcke, äußerer Umfang) verhindert hiernach die Gasausscheidung und bedingt dadurch dichteres Gefüge.

5. Guß von unten (Steigguß) scheint bei größeren Profilen in den unteren Teilen der Gußstücke poröseres

Digitized by Google

Gefüge zu bedingen als Guß von „oben“, wie der Vergleich der Abb. 21 und 23 (von unten steigend gegossen) mit Abb. 14 und 16 (stehend gegossen) zeigt. Der Grund hierfür dürfte beim Steigguß in dem längeren Flüssigbleiben der unteren Teile zu suchen sein, ferner darin, daß im unteren Teil immer wieder flüssiges mit Gasen

8639 v—1

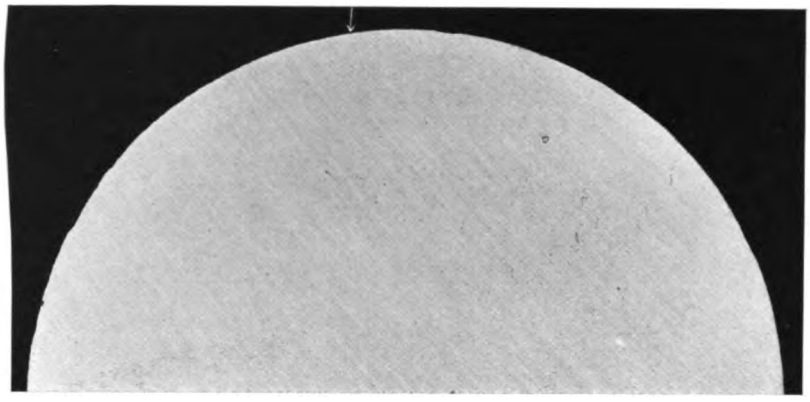


Abb. 19. Bronze B 100. Scheibe 3 vom Kopf.

8640 v—1

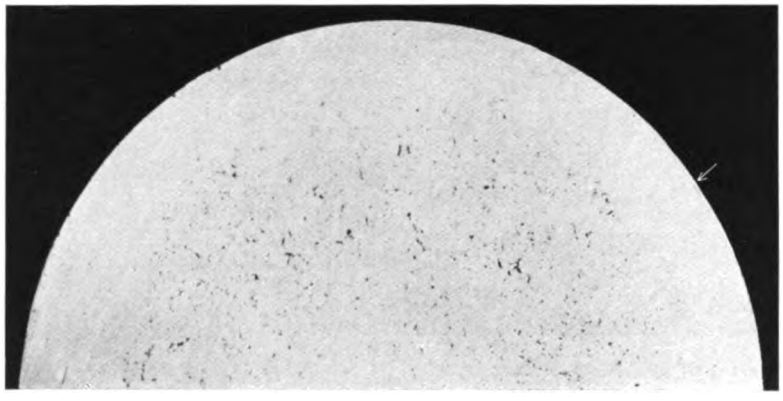


Abb. 20. Bronze B 100. Scheibe 2 aus der Mitte.

8616 v 1

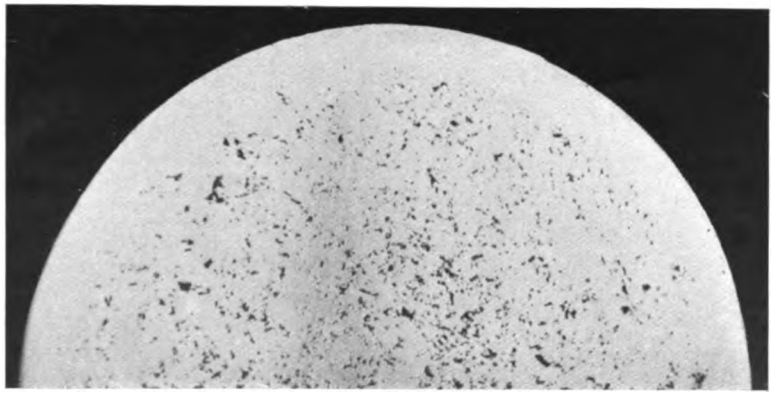


Abb. 21. Bronze B 100. Scheibe 1 vom Fuß.

2. Untersuchung der Messinggüsse.

Messing BM (als Steigguß in Sand gegossen). In den Abb. 25, 26 und 27 sind die Hälften der Schliffe aus Stab BM 100 (Scheibe 1, 2 und 3) und in Abb. 28 die Schliffe (Scheibe 1, 2 und 3) aus Stab BM 50 im Lichtbild wiedergegeben.

5409 v 1

Scheibe 3 vom Kopf.

Scheibe 2 aus der Mitte.

Scheibe 1 vom Fuß.

Abb. 22. Bronze B 50.

gesättigtes Material zufließt und dem Aufsteigen der Gase der Druck der immer höher werdenden Metallsäule entgegensteht.

6. Die Röntgendurchleuchtung läßt erkennen, daß die Porosität noch stärker ist als sie nach dem Schliffbild erscheint. Die starken Effekte im Röntgenbild deuten darauf hin, daß die Poren lange Kanäle in Richtung der Stabachse darstellen. Auch die Block- und Kornseigerung spiegelt sich in der Röntgenaufnahme wieder.

Gußstab BM 100 weist bereits im oberen Teil (Scheibe 3 vom Kopf Abb. 25) neben einem porenfreien Rand von etwa 6 bis 7 mm Dicke, zahlreiche feine, mehr nach der Mitte zu etwas gröbere Poren auf. Im mittleren Teil (Scheibe 2 aus der Mitte Abb. 26) treten erheblich mehr Poren auf und im unteren Teil (Scheibe 1 vom Fuß Abb. 27) sind, wie schon bei den Bronzen beobachtet wurde, die Poren am zahlreichsten und am größten. Gußstab BM 50 läßt eine ähnliche Porenverteilung

Digitized by Google

(Abb. 28) erkennen wie Stab BM 100; die porenfreie Randschicht ist hier jedoch schmäler und nicht so scharf begrenzt wie bei Stab BM 100.

Die Röntgendurchleuchtung der aus der Stabmitte entnommenen Scheiben R 100 und R 50 ergab die in den Abb. 29 und 30 wiedergegebenen Bilder. Zu beachten ist, daß die Scheiben R 100 und R 50 ebenfalls

Zusammenfassung der Ergebnisse.

1. Die Verteilung der Poren im Messingguß war ähnlich wie bei den Bronzegüssen, nur traten hier auch in den oberen Scheiben 3 (vom Kopf der Stäbe) bereits zahlreichere Poren auf, während bei den Bronzestäben die vom Kopf der Stäbe entnommenen Scheiben nahezu porenfrei waren.

$v = 1$

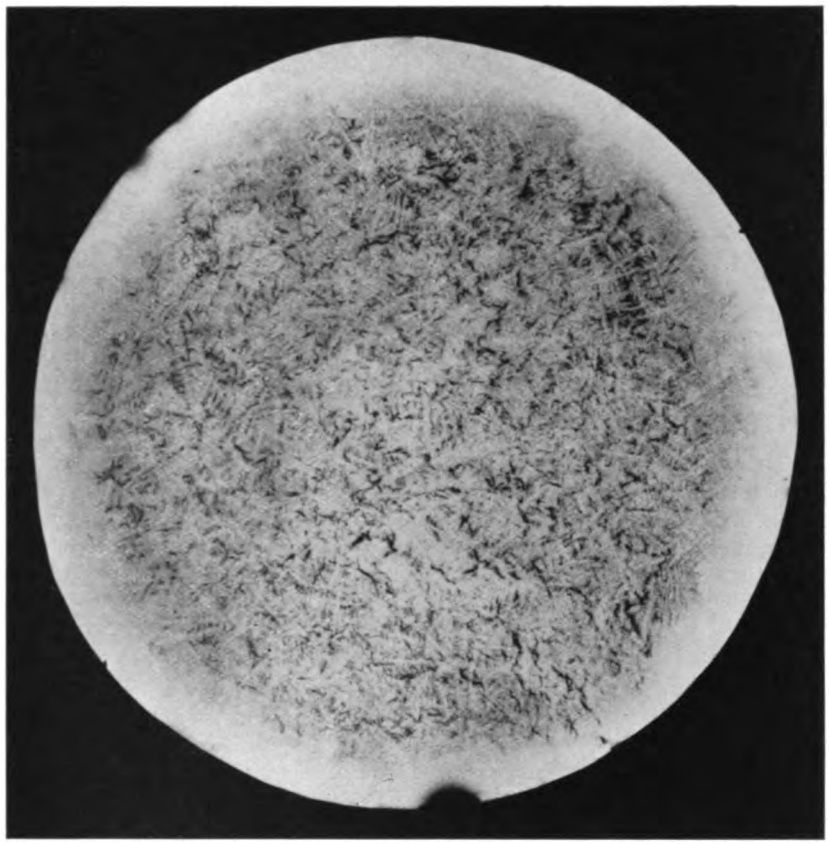


Abb. 23. Bronze B 100. Scheibe R 100. Röntgenbild.

aus dem mittleren Teil der Gußstäbe nicht weit von den Scheiben 2 (siehe Abb. 1) entnommen waren. BM 100 und BM 50 lassen jedoch erheblich zahlreichere Poren erkennen als die Schliffscheiben 2. Die porenfreie Randzone ist hier scharf umgrenzt, ihre Dicke beträgt bei R 100 etwa 7 mm und bei R 50 etwa 2 mm. Die Erklärung dafür dürfte darin zu suchen sein, daß beim Abdrehen und Schleifen der Scheiben zahlreiche feine Poren verschmiert werden, so daß sie auf der Schliffläche nicht mehr erkennbar sind. Die Röntgendurchleuchtung weist auch die oberflächlich verschmierten Poren und undichten Stellen einwandfrei nach. Nach den Röntgenbildern bilden die Poren überwiegend lange geradlinige Ketten von Bläschen mit Verzweigungen, die offenbar mit dem dendritischen Bau der einzelnen Kristallkörner zusammenhängen[1]. Die Kristalle des Messings bilden danach beim Erstarren zunächst stark verästelte dendritische Kristallskelette; die Zwischenräume der Kristallskelette erstarren zuletzt, wobei die Schmelze nicht mehr ausreicht, um den Kristall dicht zu machen.

[1] O. Bauer u. G. Sachs: Metall Erz Bd. 24, S. 154. 1927.

2. Auch hier bedingte schnelle Abkühlung geringere Gasausscheidung (porenfreie Randzonen) als langsame Abkühlung.

$v = 1$

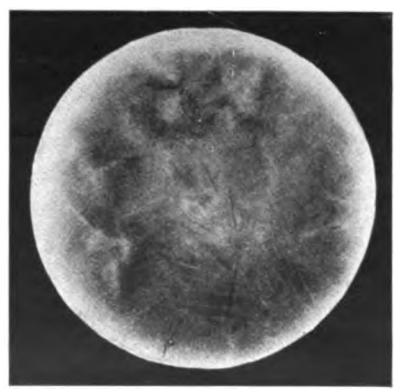


Abb. 24. Bronze B 50. Scheibe R 50. Röntgenbild.

3. Die Röntgendurchleuchtung gestattete beim Messingguß ebenso wie beim Bronzeguß eine schärfere Erkennung etwaiger Undichtigkeiten als die Oberflächenuntersuchung von Schliffen in auffallendem

Digitized by Google

Licht. Die Poren sind überwiegend kristallographisch angeordnet.

3. Untersuchung der Silumingüsse.

Silumin C (stehend in Sand gegossen). Die Abb. 31, 32 und 33 zeigen die Hälften der Schliffe auf Stab C 100 (Scheibe 1, 2 und 3) und Abb. 34 die Schliffe aus Stab C 50 (Scheibe 1, 2 und 3).

Gußstab C 100 ist im oberen Teil (Scheibe 3 vom Kopf Abb. 31) porenfrei. Im mittleren Teil (Scheibe 2 Abb. 32) finden sich zahlreiche, über den ganzen Querschnitt unregelmäßig verteilte, z. T. bis dicht an die äußere Oberfläche herangehende, feinere und gröbere Poren.

Im unteren Teil (Scheibe 1 vom Fuß Abb. 33) tritt neben zahlreichen Poren auch noch ein größerer langgestreckter Schwindungshohlraum auf.

Gußstab C 50 weist in allen drei Schliffen nur vereinzelte kleine Poren auf. Ein wesentlicher Unterschied zwischen der Porenverteilung im oberen, mittleren und unteren Teil besteht hier anscheinend nicht.

Die Röntgendurchleuchtung der aus der Stabmitte entnommenen Scheiben R 100 und R 50 ergab die in den Abb. 35 und 36 wiedergegebenen Bilder.

8529 r=1

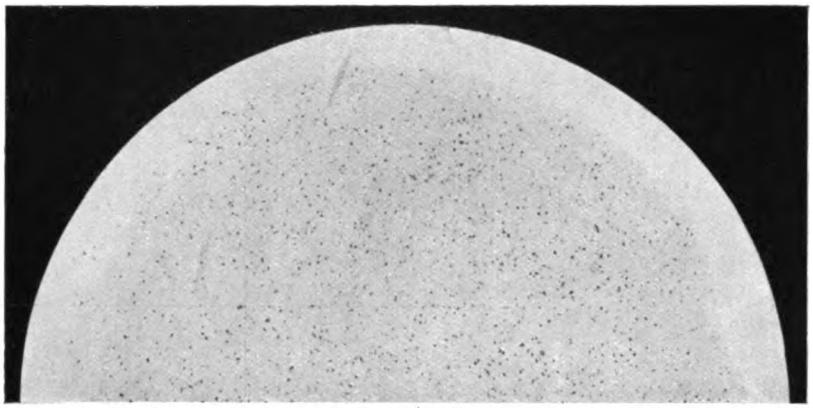


Abb. 25. Messing BM 100. Scheibe 3 vom Kopf.

8528 r=1

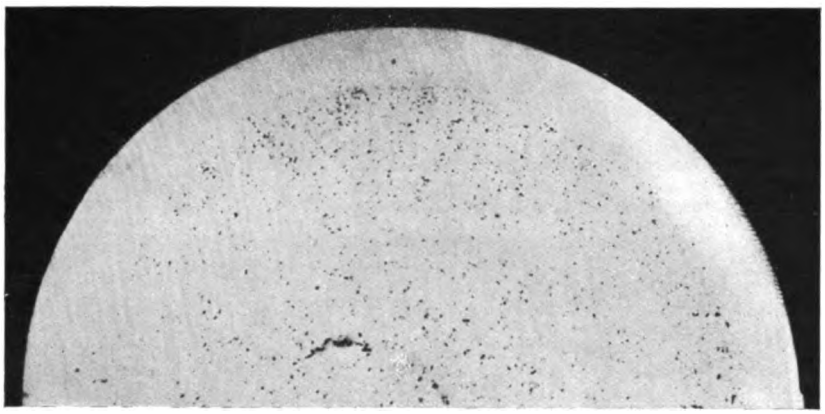


Abb. 26. Messing BM 100. Scheibe 2 aus der Mitte.

8527 r=1

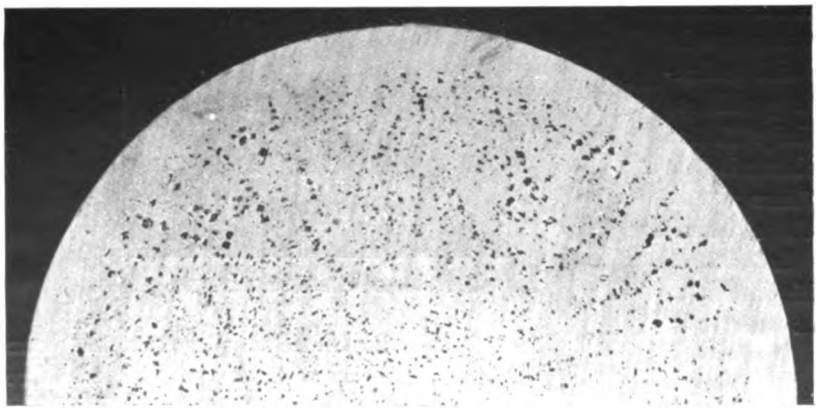


Abb. 27. Messing BM 100. Scheibe 1 vom Fuß.

8644 r 1

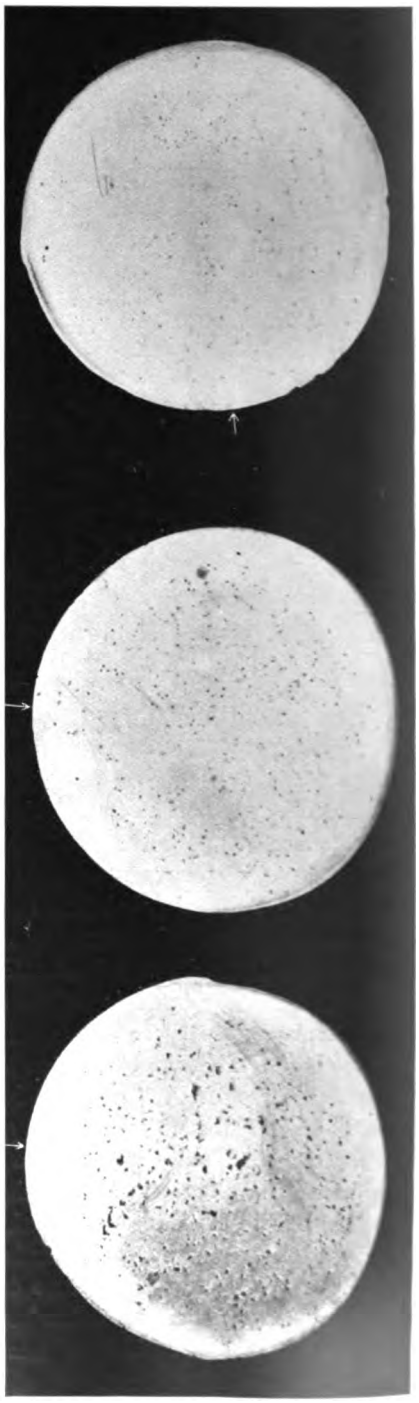


Abb. 28. Messing BM 50.

Digitized by Google

Während die größeren Poren in den Stäben mit stärkerem Querschnitt im Schliff in gleicher Weise wie im Röntgenbild hervortreten, läßt beim Guß geringeren Querschnittes das Schliffbild die etwas kleineren Poren kaum noch erkennen, das Röntgenbild jedoch sehr deutlich.

waren nicht zu erkennen; ebenso waren auch die Scheiben 1 und 3 frei von Poren.

Die Röntgendurchleuchtung der Scheiben R 100 und R 50 (Abb. 6) ergab, daß die Rundstäbe, namentlich im unteren Teil, völlig dicht waren. Mehr nach oben zu, namentlich in den Steigern, zeigten sich in den Röntgen-

v=1

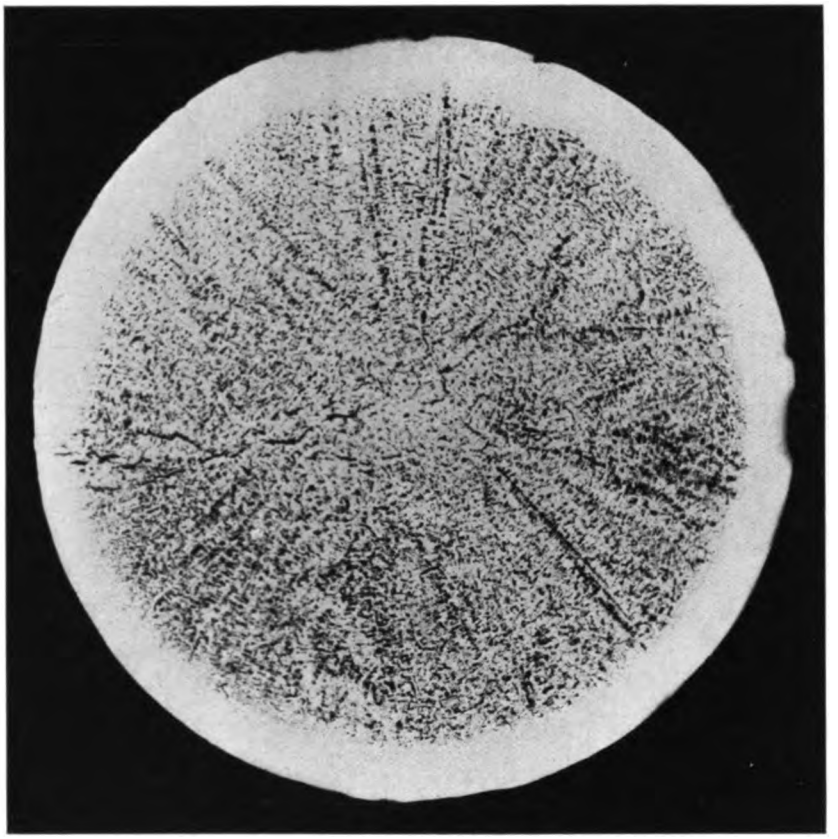


Abb. 29. Messing BM 100. Scheibe R 100. Röntgenbild.

Zusammenfassung der Ergebnisse.

1. Während bei den Bronze- und Messinggüssen auch in den porenreicheren, mittleren und unteren Stabteilen stets eine mehr oder weniger dicke porenfreie Randzone vorhanden war, zeigten die Siluminstäbe diese porenfreie Randzone nicht. Die Poren erstreckten sich vielmehr, überall wo sie überhaupt auftraten (vorwiegend in den größeren Querschnitten) bis dicht an die äußere Stabwandung.

2. An schroffen Querschnittsübergängen neigt Silumin anscheinend stark zu Lunkerbildungen (Abb. 33).

3. Die Stäbe mit kleinerem Querschnitt (C 50) waren nach den Schliffbildern zu urteilen wesentlich porenärmer als die Stäbe mit großem Querschnitt (C 100).

4. Die Röntgendurchleuchtung deckt auch hier (wie beim Messingguß) zahlreiche Poren und undichte Stellen auf, die bei der reinen Oberflächenuntersuchung im auffallenden Licht nicht erkannt werden können.

3. Untersuchung der Elektrongüsse.

In den Abb. 37a und 38a sind die Hälften der Scheiben 2 aus den Gußstücken D 100 und D 50 (siehe Abb. 6) wiedergegeben. Poren oder sonstige Undichtigkeiten bildern dunklere, schwammige Flecke (siehe Abb. 37b und 38b), die darauf hindeuten, daß hier das Gefüge weniger dicht war.

v 1

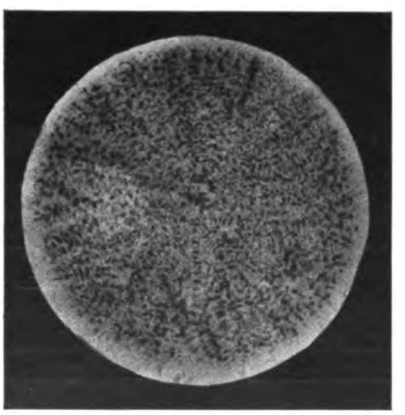


Abb. 30. Messing BM 50. Scheibe R 50. Röntgenbild.

D. Bestimmung des Volumengewichts der Abgüsse.

Für die Volumengewichtsbestimmung (Dichte, spez. Gewicht) wurden nach Maßgabe der Abb. 39, 41 bis 43

Digitized by Google

etwa 10 × 10 × 5 mm große Würfel aus den mittleren Scheiben 2 entnommen. Bei der Elektronscheibe 2 waren die Würfel 10 × 10 × 10 mm groß (siehe Abb. 44).

8643 $v=1$

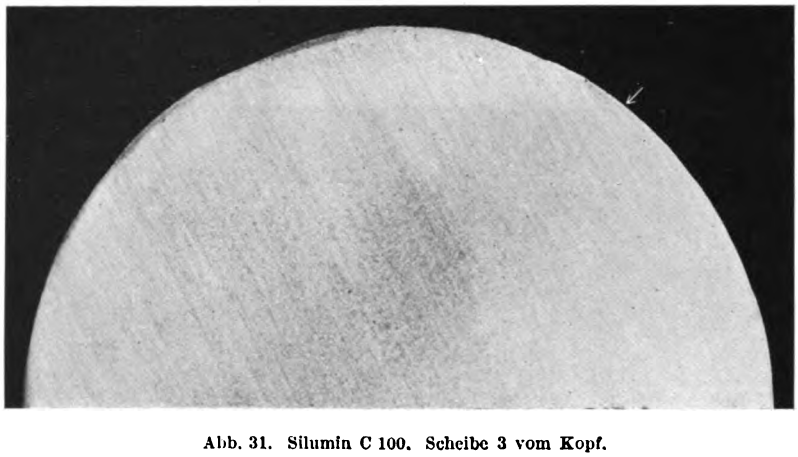


Abb. 31. Silumin C 100. Scheibe 3 vom Kopf.

8642 $v=1$

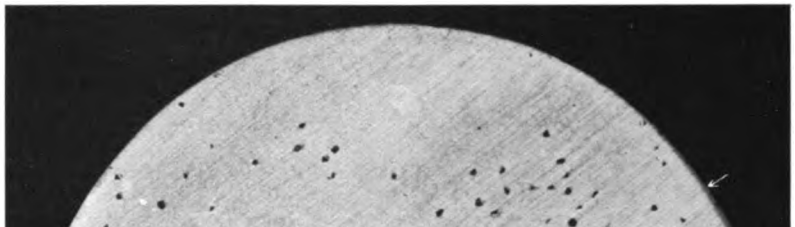


Abb. 32. Silumin C 100. Scheibe 2 aus der Mitte.

8641 $v=1$

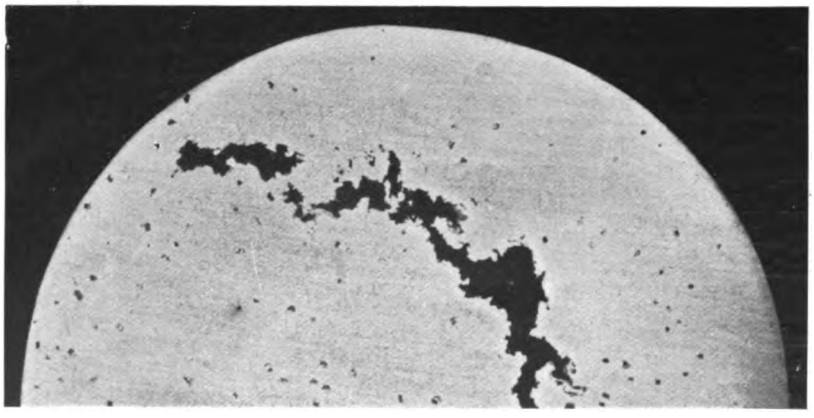


Abb. 33. Silumin C 100. Scheibe 1 vom Fuß.

entspricht mit dem Wert von 8,882 etwa dem spez. Gewicht einer Kupfer-Zinn-Legierung obiger Zusammensetzung (siehe Zahlentafel 2).

5409 $v=1$

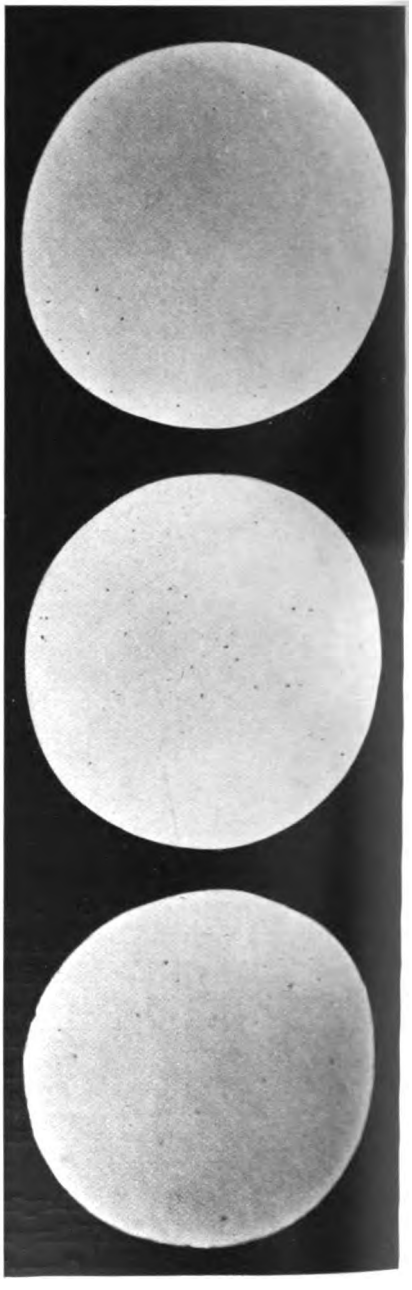


Abb. 34. Silumin C 50.

In den Zahlentafeln 12 und 13 sind die Ergebnisse zusammengestellt und in den Abb. 39, 41 bis 44 graphisch aufgetragen.

Aus den Zahlentafeln 12 und 13 und den Abb. 39, 41 bis 43 ergibt sich folgendes:

a) Volumengewichte der Bronzen.

1. Gußbronze A (Scheibe 2). Das Volumengewicht der Randschicht (Probe 1 in Zahlentafel 12 und Abb. 39) Mehr nach der Mitte zu nimmt das Volumengewicht, entsprechend der allmählichen Zunahme der Poren und Undichtigkeiten (siehe Abb. 13 und 16), immer mehr ab, es erreicht in etwa 25 mm Abstand von der Außenwandung (Probe 4 in Zahlentafel 12 und Abb. 39) ein Minimum (8,157) und bleibt dann bis zur Scheibenmitte auf rund 8,2 stehen.

2. Gußbronze B (Scheibe 2) hat bereits in der Randzone (Probe 1 in Zahlentafel 12 und Abb. 41) ein etwas

Digitized by Google

$v = 1$

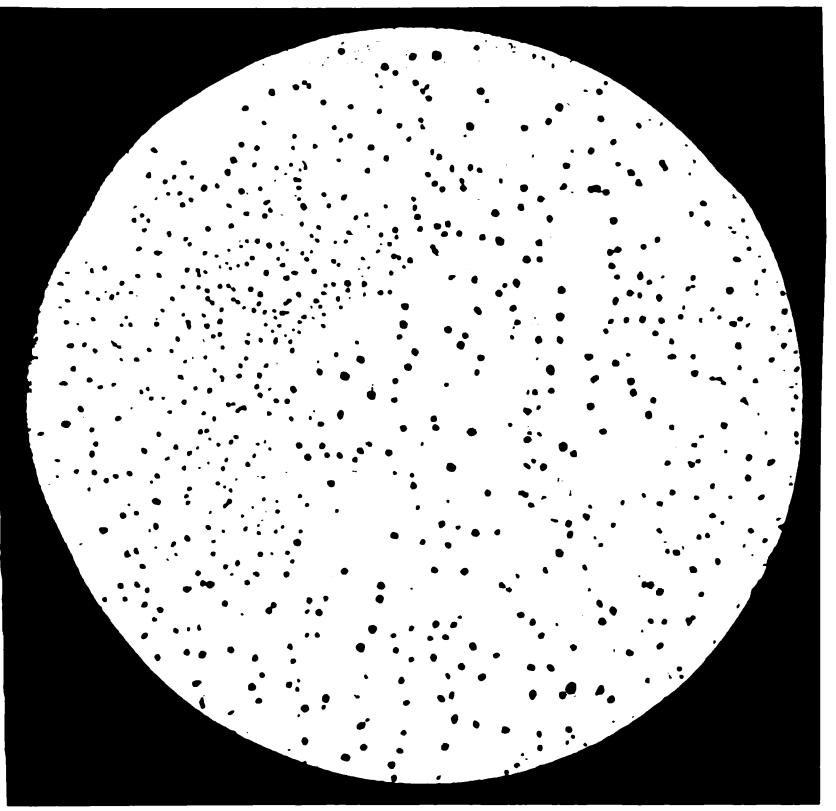


Abb. 35. Silumin C 100. Scheibe R 100. Röntgenbild.

$v=1$

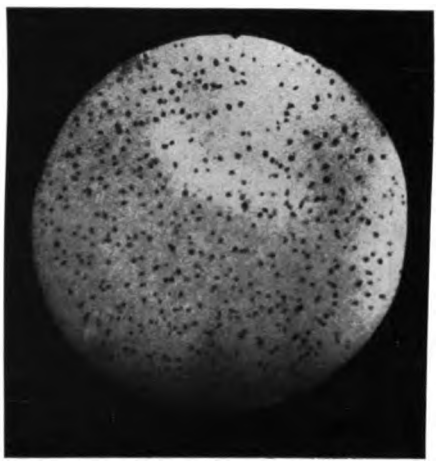
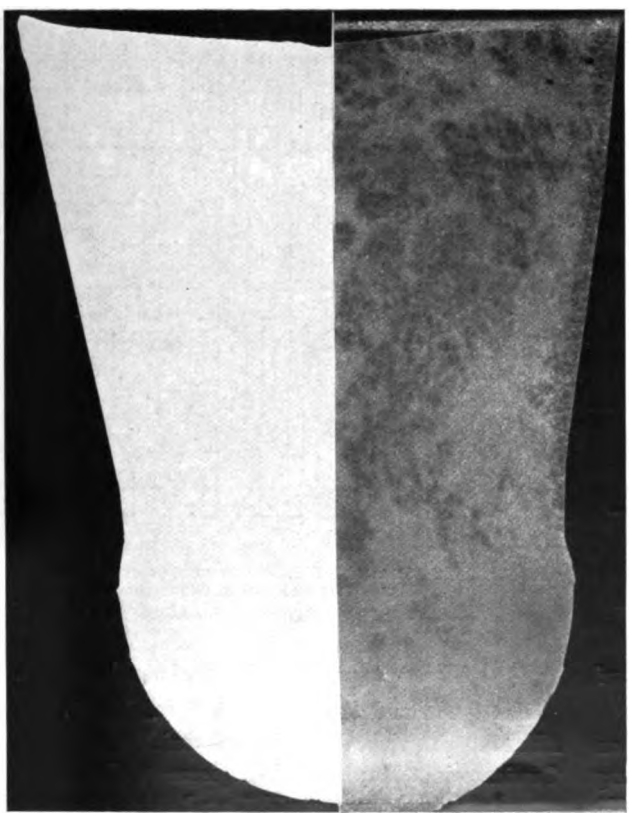


Abb. 36. Silumin C 50. Scheibe R 50. Röntgenbild.

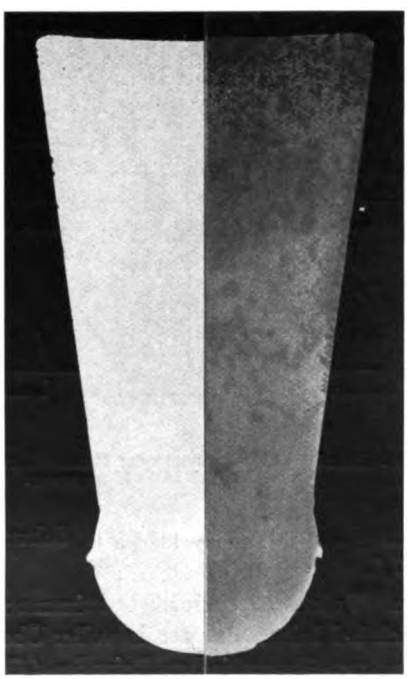
$v=0,6$



a Scheibe 2 (Schliffbild). b Scheibe R 100 (Röntgenbild).

Abb. 37. Elektron D 100.

$v=0,6$

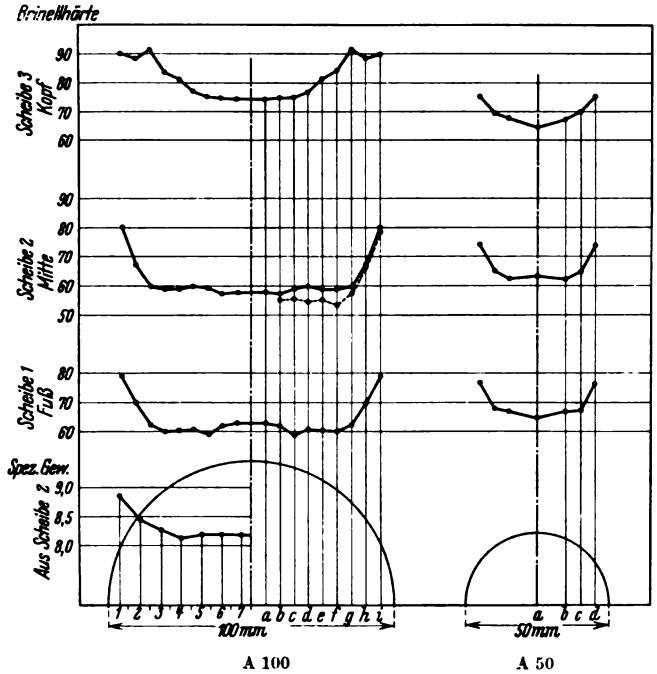


a Scheibe 2 (Schliffbild). b Scheibe R 50 (Röntgenbild).

Abb. 38. Elektron D 50.

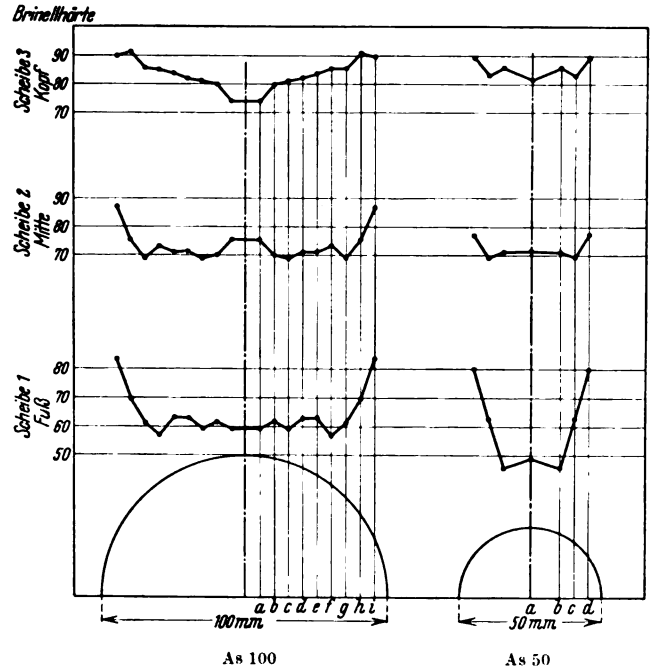
Digitized by Google

geringeres Volumen- bzw. spez. Gewicht als Bronze A. Schon in etwa 10 bis 12 mm Abstand von der Außenwandung (Probe 2 in Zahlentafel 12 und Abb. 41) sinkt das Volumengewicht auf 7,879 und hält sich von da ab



A 100 A 50

Abb. 39. Brinellhärte- und Dichtebestimmungen der Bronze GBz 10 von Werk A (stehend in Sand gegossen).
•——• Anlieferungszustand, •-------• Ausgeglüht.



As 100 As 50

Abb. 40. Brinellhärtebestimmungen der Bronze GBz 10 von Werk A (als Steigguß in Sand gegossen).

bis zur Stabmitte mit geringen Schwankungen auf rund 7,8.

Die Volumengewichtsbestimmungen stehen hiernach bei beiden Bronzen in voller Übereinstimmung mit den metallographischen Befunden (Abb. 13 und 20) und den Röntgenaufnahmen (Abb. 16 und 23). Beide hatten ergeben, daß Bronze B erheblich poröser war als Bronze A. Einen Einfluß auf die spez. Gewichte werden

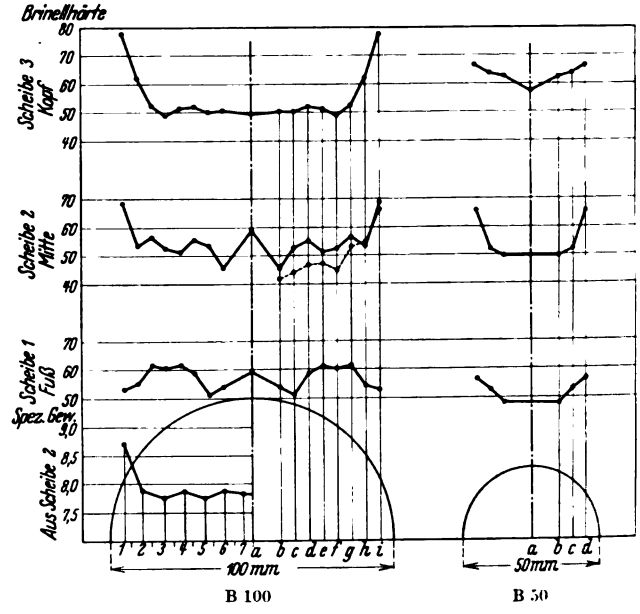
Zahlentafel 12. Volumengewichtsbestimmungen (Dichte, spez. Gewicht) der Bronze-Messing- und Siluminabgüsse bezogen auf Wasser von + 4°.

Proben entnommen aus Scheibe 2 bei	Gußbronze A	Gußbronze B	Gußmessing BM	Silumin C
1	8,882	8,697	8,412	2,636
2	8,471	7,879	7,766	2,622
3	8,297	7,739	7,694	2,620
4	8,157	7,836	7,687	2,640
5	8,208	7,749	7,687	2,629
6	8,205	7,855	7,684	2,625
7	8,200	7,826	7,660	2,646

Zahlentafel 13. Volumengewichtsbestimmungen (Dichte, spez. Gewicht) der Elektronabgüsse D bezogen auf Wasser von + 4°.

Probe entnommen aus Scheibe 2 bei	Elektron D	Probe entnommen aus Scheibe 2 bei	Elektron D
a	1,821	*i*	1,814
b	1,821	*k*	1,815
c	1,787	*l*	1,814
d	1,770	*m*	1,811
e	1,779	*n*	1,819
f	1,815	*o*	1,823
g	1,820	*p*	1,825
h	1,797		

selbstverständlich auch die analytisch festgestellten Seigerungen haben (siehe Zahlentafel 2 und 4 und Abb. 7 und 8). Dieser Einfluß dürfte aber durch die Porosität überdeckt werden.



B 100 B 50

Abb. 41. Brinellhärte- und Dichtebestimmungen der Bronze GBz 10 von Werk B (als Steigguß in Sand gegossen).
•——• Anlieferungszustand, •-------• Ausgeglüht.

b) Volumengewicht des Gußmessings BM.

In der Randzone (Probe 1 in Zahlentafel 12 und Abb. 42) entspricht das Volumengewicht (8,412) dem spez. Gewicht einer Kupfer-Zink-Legierung obiger Zusammensetzung (siehe Zahlentafel 6 und Abb. 9). Bereits in etwa 10 bis 12 mm Abstand von der Außenwandung (Probe 2 in Zahlentafel 12 und Abb. 42) sinkt das Volumengewicht auf 7,766 und hält sich von da ab bis zur

Digitized by Google

Stabmitte mit geringen Schwankungen auf rund 7,7. Hiermit stehen die Ergebnisse der metallographischen Untersuchung (Abb. 26, Scheibe 2) und der Röntgen-

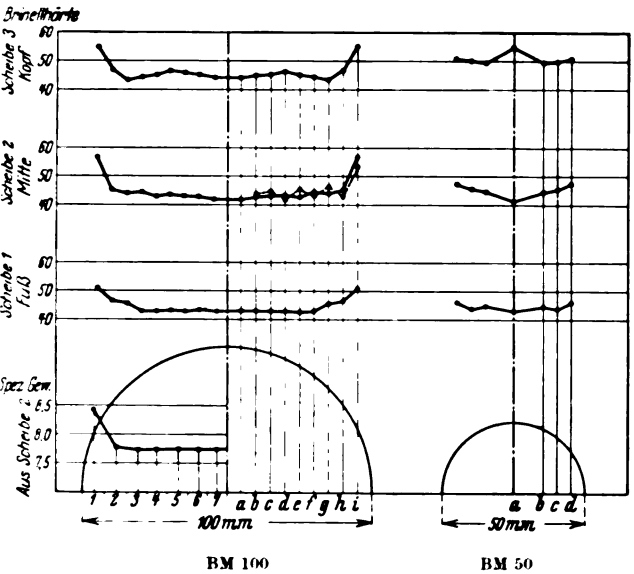


Abb. 42. Brinellhärte- und Dichtebestimmungen von Gußmessing GM 67 von Werk B (als Steiggut in Sand gegossen).
•——• Anlieferungszustand, •------• ausgeglüht.

durchleuchtung (Abb. 29, Scheibe R 100) in voller Übereinstimmung. Der Messingguß (Scheibe 2) ist, abgesehen von einer etwa 7 mm dicken Randzone, bis zur Stabmitte gleichmäßig und stark porös. Im Fuß des Messingguß-

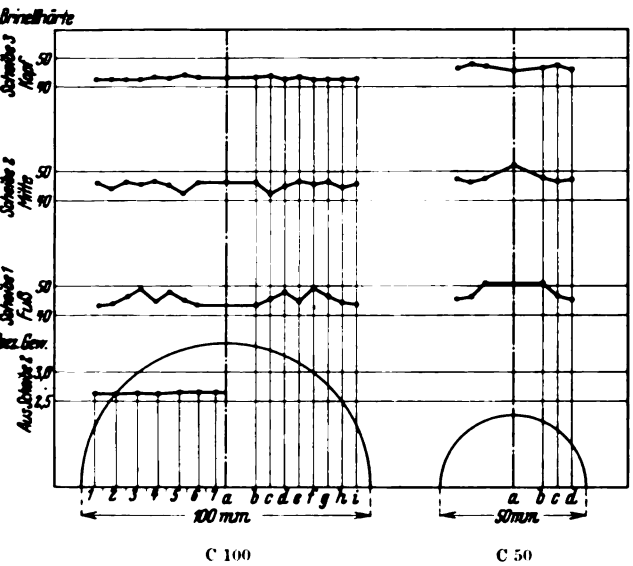


Abb. 43. Brinellhärte- und Dichtebestimmungen von Silumin von Werk C (stehend in Sand gegossen).

stabes BM 100 (Scheibe 1 vom Fuß Abb. 27) ist die Porosität noch erheblich größer.

c) Volumengewicht des Silumingusses C.

Der Silumingußstab zeigte im mittleren Teil (Scheibe 2) gleichmäßig über den ganzen Querschnitt verteilte Poren (siehe Abb. 32 und 35). Dementsprechend weisen auch die Volumengewichte (Zahlentafel 12 und Abb. 43) keine wesentlichen Unterschiede zwischen Rand und Mitte des Gußstabes C 100 auf.

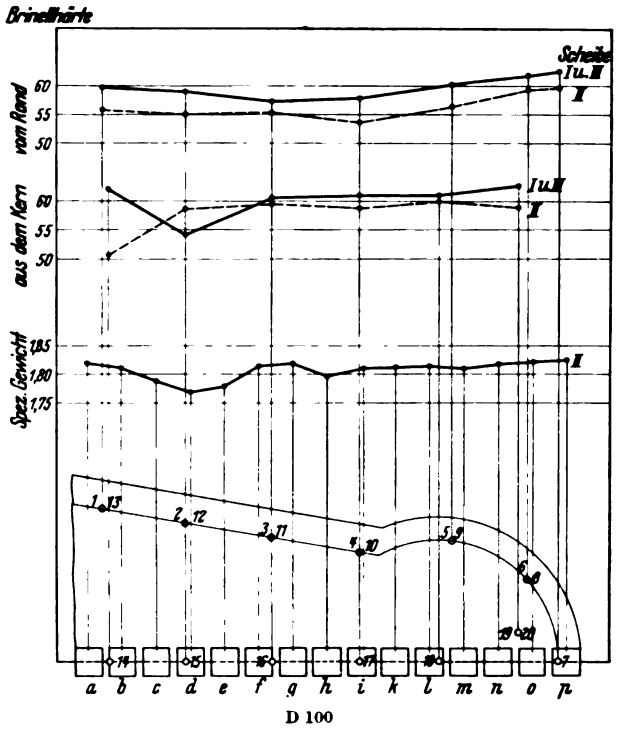


Abb. 44. Brinellhärte- und Dichtebestimmungen von Elektron von Werk D (liegend gezogen).

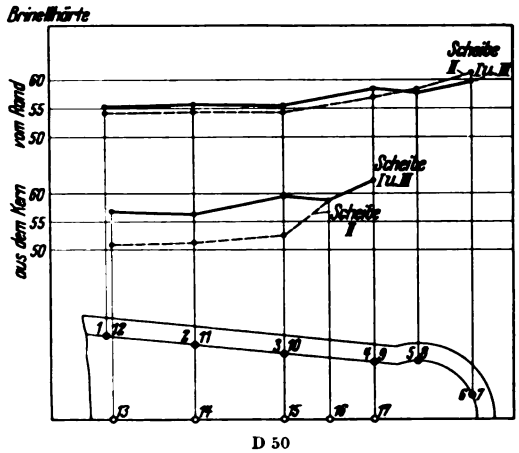


Abb. 45. Brinellhärtebestimmungen von Elektron von Werk D (liegend gegossen).

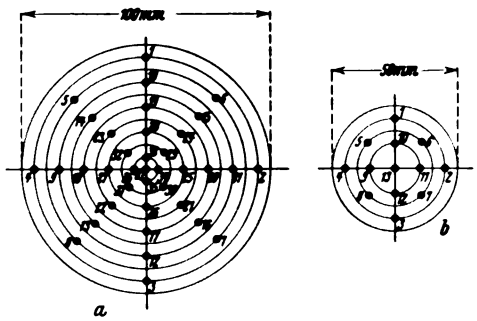


Abb. 46. Brinellhärtebestimmungen 1. 2. 3 usw. Kugeleindrucke (Bronze, Messing, Silumin).

d) Volumengewicht des Elektrons D.

Der Elektronstab D 100 hat im unteren in die Kokille gegossenen Teil (Probe *p* in Zahlentafel 13 und in Abb. 44) das höchste Volumengewicht (1,825). Im Steiger weisen die Volumengewichte Schwankungen auf. Die Röntgenaufnahme (Abb. 37b) hatte gezeigt, daß hier das Gefüge weniger dicht war, als in den schneller abgekühlten Teilen.

Digitized by Google

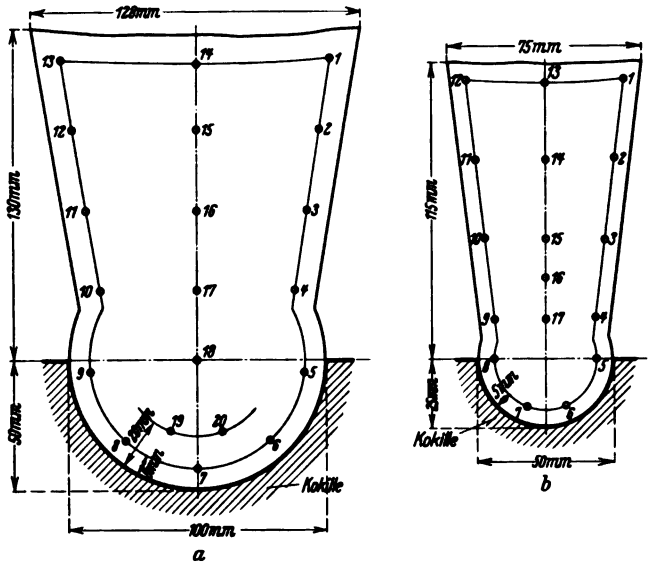


Abb. 47. Brinellhärtebestimmungen 1, 2, 3 usw. Kugeleindrucke (Elektron).

E. Brinellhärte der Abgüsse.

Für die Bestimmung der Brinellhärte wurden die in den Abb. 1 und 6 mit Scheibe 1, 2 und 3 bezeichneten Abschnitte verwendet. Die Kugeleindrucke wurden auf den in den Abb. 1 und 6 schraffiert gezeichneten Schnittflächen ausgeführt, ihre Lage ist aus den Abb. 46a und b (Bronze, Messing und Silumin) und Abb. 47a und b (Elektron) ersichtlich. Um schließlich noch festzustellen, ob durch Ausglühen der Bronze- und Messinggüsse Härteveränderungen zu erzielen waren, wurden Hälften der Scheibe 2 der Stäbe A 100 (Bronze), B 100 (Bronze) und BM 100 (Messing) 6 Std. bei 700° geglüht und im Ofen erkalten gelassen.

Zur Verwendung gelangte ein Härteprüfer Bauart Mohr und Federhaff. In die polierte Fläche der Proben wurde eine Kugel von 5 mm Durchmesser mit einer Belastung von 250 kg 30 s lang eingedrückt. Der Durchmesser der Eindruckkreise wurde in zwei zueinander senkrechten Richtungen gemessen.

Zahlentafel 14. Brinellhärte-Bestimmungen.

Gußbronze: GBz 10 von Werk A. Gußstab: 100 mm ⌀ (Abb. 1). (Abb. 39 A 100.)

Bronze A 100		Scheibe 1 vom Fuß des Gußstabes		Scheibe 2 aus der Mitte des Gußstabes		Scheibe 3 vom Kopf des Gußstabes	
Abstand des Eindruckes von der Mitte des Gußstabes in mm	Nummer des Eindruckes (Abb. 46a)	Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²	
		Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel
	1	79,4		84,6		92,5	
i = 45	2	75,8	79,1	81,9	80,1	89,2	90,0
	3	82,4		77,8		85,4	
	4	79,0		76,2		95,1	
	5	69,2		63,7		87,4	
h = 40	6	69,9	69,9	71,9	67,8	89,3	88,5
	7	71,8		67,3		89,3	
	8	67,8		66,3		87,9	
	9	61,3		58,0		—	
g = 35	10	56,8	61,9	60,0	59,2	88,2	90,9
	11	73,5		57,3		93,5	
	12	56,2		61,4		91,5	
	13	55,4		58,9		75,9	
f = 30	14	64,5	59,5	60,9	58,8	85,3	83,7
	15	62,5		56,6		83,1	
	16	57,4		—		90,5	
	17	58,2		61,3		79,6	
e = 25	18	56,4	60,1	—	59,4	80,2	81,0
	19	62,5		57,2		—	
	20	63,3		59,7		83,2	
	21	69 8		65,0		76,9	
d = 20	22	56,3	60,4	62.0	59,9	79,2	76,6
	23	58.9		55.5		71,3	
	24	55.6		57,1		79,0	
	25	60,5		58.0		80,4	
c = 15	26	57.9	58,9	63,4	59,2	76,1	75,4
	27	52,6		58 4		71,3	
	28	54,6		57.0		73.9	
	29	62,0		58.4		72,9	
b = 10	30	63.5	62,0	57.5	57,3	77.5	75,1
	31	56.4		54.6		75.6	
	32	67.1		58.7		74,5	
	33	65,8		55.8		79.6	
a = 5	34	62.4	62,7		57,9	74,1	74,5
	35	61,7		63.0		71.3	
	36	60.9		54.9		72.9	

Digitized by Google

Zahlentafel 15. Brinellhärte-Bestimmungen.

Gußbronze: GBz 10 von Werk A. Gußstab: 50 mm ⌀ (Abb. 1). (Abb. 39 A 50.)

Bronze A 50		Scheibe 1 vom Fuß des Gußstabes		Scheibe 2 aus der Mitte des Gußstabes		Scheibe 3 vom Kopf des Gußstabes	
Abstand des Eindruckes von der Mitte des Gußstabes in mm	Nummer des Eindruckes (Abb. 46 b)	Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²	
		Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel
	1	—		75,1		78,8	
d = 20	2	76,9	76,4	74,6	74,0	75,1	75,6
	3	78,3		—		74,2	
	4	74,1		72,4		74,4	
	5	68,9		68,4		70,5	
c = 15	6	72,3	67,9	61,8	64,9	65,2	69,5
	7	60,9		66,2		71,7	
	8	69,4		63,2		70,6	
	9	—		60,5		69,7	
b = 10	10	71,7	66,8	60,1	62,4	60,6	67,5
	11	70,4		63,9		68,8	
	12	58,4		65,2		70,9	
a = 0	13	64,3	64,3	63,7	63,7	64,3	64,3

Zahlentafel 16. Brinellhärte-Bestimmungen.

Gußbronze: GBz 10 von Werk A. Gußstab: 100 mm ⌀ (Abb. 1). (Abb. 40 As 100.)

Bronze As 100		Scheibe 1 vom Fuß des Gußstabes		Scheibe 2 aus der Mitte des Gußstabes		Scheibe 3 vom Kopf des Gußstabes	
Abstand des Eindruckes von der Mitte des Gußstabes in mm	Nummer des Eindruckes (Abb. 46 a)	Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²	
		Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel
	1	82,8		94,0		86,8	
i = 45	2	83,5	83,7	78,8	87,1	84,1	89,0
	3	83,4		88,7		96,2	
	4	85,0		86,8		88,9	
	5	86,9		73,8		86,2	
h = 40	6	67,9	69,3	—	75,5	91,8	90,8
	7	54,8		75,8		88,0	
	8	67,6		76,9		97,3	
	9	58,3		68,0		80,9	
g = 35	10	63,1	60,7	66,4	68,6	86,2	85,2
	11	58,1		71,9		86,9	
	12	63,1		68,1		86,9	
	13	56,3		75,1		88,8	
f = 30	14	56,7	56,8	68,3	73,4	82,6	85,2
	15	59,6		77,7		86,9	
	16	54,7		72,6		82,6	
	17	61,5		70,4		79,3	
e = 25	18	62,7	63,4	67,7	70,6	72,8	83,8
	19	63,5		71,4		86,9	
	20	65,9		72,9		96,2	
	21	67,8		72,5		80,4	
d = 20	22	62,7	62,8	68,9	70,8	83,4	82,1
	23	63,8		67,9		82,1	
	24	57,0		74,0		82,6	
	25	56,9		64,3		78,5	
c = 15	26	70,7	59,1	73,2	69,1	79,5	80,7
	27	62,1		68,9		79,4	
	28	46,6		68,9		85,7	
	29	66,3		69,6		77,2	
b = 10	30	62,5	61,7	73,6	70,0	84,0	79,7
	31	59,6		67,6		80,9	
	32	58,5		69,0		76,6	
	33	63,4		75,7		72,9	
a = 5	34	54,7	59,2	—	75,7	75,1	74,0
	35	59,6		—		—	

Digitized by Google

Zahlentafel 17. Brinellhärte-Bestimmungen.

Gußbronze: GBz 10 von Werk A. Gußstab: 50 mm ⌀ (Abb. 1). (Abb. 40 As 50.)

Bronze As 50		Scheibe 1 vom Fuß des Gußstabes		Scheibe 2 aus der Mitte des Gußstabes		Scheibe 3 vom Kopf des Gußstabes	
Abstand des Eindruckes von der Mitte des Gußstabes in mm	Nummer des Eindruckes (Abb. 46 b)	Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²	
		Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel
d = 20	1	71,4	80,0	78,9	77,2	82,2	89,1
	2	78,6		80,0		90.7	
	3	83,4		80,9		89,7	
	4	82,5		68,8		93,9	
c = 15	5	54,8	62,4	66,6	69,6	86,5	82,9
	6	52,6		72,6		79,7	
	7	68,1		74,8		84,0	
	8	74,1		65,6		81,4	
b = 10	9	46,9	45,8	62,2	71,2	86,1	85,4
	10	36,0		65,8		88,8	
	11	39,6		68,0		80,5	
	12	60,7		88,7		86,1	
a — 0	13	48,8	48,8	71,8	71,8	81,4	81,4

Zahlentafel 18. Brinellhärte-Bestimmungen.

Gußbronze: GBz 10 von Werk B. Gußstab: 100 mm ⌀ (Abb. 1). (Abb. 41 B 100.)

Bronze B 100		Scheibe 1 vom Fuß des Gußstabes		Scheibe 2 aus der Mitte des Gußstabes		Scheibe 3 vom Kopf des Gußstabes	
Abstand des Eindruckes von der Mitte des Gußstabes in mm	Nummer des Eindruckes (Abb. 46 a)	Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²	
		Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel
i = 45	1	50,1	53,0	59,5	68,1	74,5	76,8
	2	58,5		71,0		75,7	
	3	50,4		73,9		79,1	
	4	—		—		77,9	
h = 40	5	49,9	54,3	55,8	53,6	—	61,9
	6	45,3		52,4		60,9	
	7	—		49,5		56,8	
	8	67,8		56,6		68.0	
g = 35	9	66,7	61,3	54,3	56,0	46,7	52,0
	10	58,6		55.9		55.9	
	11	—		58,2		53,9	
	12	58.6		55,7		49,5	
f = 30	13	60,4	60,4	—	52,1	52,2	48,8
	14	—		48,1		46,5	
	15	54.4		53,2		46,8	
	16	66,5		55,1		49,7	
e = 25	17	65,6	61,3	50,9	51,1	51,2	51,1
	18	57,1		45.6		51,9	
	19	61,4		58,3		53,4	
	20	61,1		50,9		47,9	
d = 20	21	61,5	58,6	50,3	55,4	51,4	51,8
	22	54,5		59,7		52,8	
	23	56,9		66,4		51,9	
	24	61,4		45,1		51,2	
c = 15	25	53,8	51,0	52,1	52,7	49,6	49,9
	26	53,7		48,3		46,7	
	27	45.5		55,2		55,2	
	28	—		55,2		47,9	
b = 10	29	59.2	53,5	48,4	45,5	48.8	50,0
	30	49,1		45.0		51,4	
	31	52.3		42.3		49.2	
	32	53.2		46,5		50,5	
a = 0	33	59.8	59,8	58.3	58,3	49,2	49,2

Digitized by Google

Zahlentafel 19. Brinellhärte-Bestimmungen.

Gußbronze: GBz 10 von Werk B. Gußstab: 50 mm ⌀ (Abb. 1). (Abb. 41 B 50.)

Bronze B 50		Scheibe 1 vom Fuß des Gußstabes		Scheibe 2 aus der Mitte des Gußstabes		Scheibe 3 vom Kopf des Gußstabes	
Abstand des Eindruckes von der Mitte des Gußstabes in mm	Nummer des Eindruckes (Abb. 46 b)	Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²	
		Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel
	1	61,3		56,6		68,4	
	2	55,5		64,9		67,3	
d = 20	3	56,2	**56,4**	74,5	**65,6**	64,2	**66,0**
	4	52,2		66,3		63,0	
	5	51,9		49,6		53,5	
	6	49,0		56,8		66,5	
c = 15	7	57,2	**53,1**	54,8	**52,0**	75,7	**63,8**
	8	54,2		46,9		59,5	
	9	48,0		52,1		62,2	
	10	—		51,3		73,3	
b = 10	11	—	**48,0**	51,7	**49,8**	58,6	**62,8**
	12	—		44,2		55,1	
a = 0	13	—	—	—	—	57,0	**57,0**

Zahlentafel 20. Brinellhärte-Bestimmungen.

Gußmessing: GMs 67 von Werk B. Gußstab: 100 mm ⌀ (Abb. 1). (Abb. 42 BM 100.)

Messing BM 100		Scheibe 1 vom Fuß des Gußstabes		Scheibe 2 aus der Mitte des Gußstabes		Scheibe 3 vom Kopf des Gußstabes	
Abstand des Eindruckes von der Mitte des Gußstabes in mm	Nummer des Eindruckes (Abb. 46 a)	Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²	
		Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel
	1	54,9		58,8		51,5	
	2	54,5		56,4		56,3	
i = 45	3	47,9	**50,7**	55,9	**56,6**	51,2	**55,2**
	4	45,3		55,4		61,9	
	5	46,3		44,0		47,4	
	6	—		50,2		46,6	
h = 40	7	46,1	**46,2**	43,4	**45,1**	45,7	**46,4**
	8	—		43,0		45,8	
	9	44,2		43,5		42,9	
	10	48,4		44,4		42,2	
g = 35	11	43,3	**45,8**	45,0	**43,9**	45,4	**43,5**
	12	47,1		42,6		43,4	
	13	39,1		45,3		43,5	
	14	40,9		44,5		44,0	
f = 30	15	43,8	**43,2**	47,5	**44,4**	45,1	**44,6**
	16	49,0		40,4		45,9	
	17	45,1		44,9		46,9	
	18	45,9		45,2		45,4	
e = 25	19	39,1	**42,8**	42,3	**43,0**	46,0	**45,2**
	20	41,2		37,4		42,7	
	21	—		40,9		48,9	
	22	42,8		45,1		45,7	
d = 20	23	—	**43,4**	44,6	**43,6**	44,5	**46,4**
	24	44,0		44,0		46,5	
	25	43,8		40,1		43,4	
	26	41,5		42,3		47,9	
c = 15	27	41,1	**42,9**	—	**43,1**	48,8	**45,6**
	28	45,0		43,8		42,4	
	29	46,6		40,2		43,7	
	30	43,8		41,7		43,7	
b = 10	31	39,9	**43,4**	44,0	**42,9**	46,6	**44,9**
	32	43,4		45,5		45,4	
	33	44,6		45,2		42,2	
	34	41,9		—		45,8	
a = 5	35	43,8	**43,2**	—	**41,9**	44,9	**44,1**
	36	42,4		42,2		43,7	

Digitized by Google

Zahlentafel 21. Brinellhärte-Bestimmungen.

Gußmessing: GMs67 von Werk B. Gußstab: 50 mm ⌀ (Abb. 1). (Abb. 42 BM50.)

Messing BM50		Scheibe 1 vom Fuß des Gußstabes		Scheibe 2 aus der Mitte des Gußstabes		Scheibe 3 vom Kopf des Gußstabes	
Abstand des Eindruckes von der Mitte des Gußstabes in mm	Nummer des Eindruckes (Abb. 46 b)	Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²	
		Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel
	1	40,4		44,2		49,5	
d = 20	2	52,3	46,2	50,6	47,4	50,9	50,9
	3	44,6		49,6		48,4	
	4	47,5		45,1		54,6	
	5	45,3		46,3		54,6	
c = 15	6	41,8	44,0	43,2	45,6	45,8	49,9
	7	44,8		45,7		50,8	
	8	43,9		47,4		48,2	
	9	45,9		47,6		47,1	
b = 10	10	48,1	44,9	44,3	44,7	52,8	49,5
	11	44,4		45,5		49,0	
	12	41,2		41,5		49,2	
a = 0	13	43,8	43,8	41,2	41,2	54,6	54,6

Zahlentafel 22. Brinellhärte-Bestimmungen. Bronze A, Bronze B, Messing C (ausgeglüht).

Scheibe 2 (100 mm ⌀) 6 Stunden bei 700° geglüht und im Ofen abgekühlt.

Scheibe 2 (100 mm ⌀) bei 700° 6 Stunden ausgekühlt		Bronze A 100 (Abb. 39)		Bronze B 100 (Abb. 41)		Messing BM 100 (Abb. 42)	
Abstand des Eindruckes von der Mitte des Gußstabes in mm	Nummer des Eindruckes	Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²	
		Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel
i = 45	1	79,0	79,3	69,1	66,1	53,4	53,5
	2	79,5		63,1		53,5	
h = 40	3	66,5		53,7		38,3	
	4	73,8	66,6	59,5	54,1	48,0	43,1
	5	59,6		49,2		—	
g = 35	6	60,3	57,4	49,0	52,8	48,1	46,8
	7	54,6		56,6		45,4	
f = 30	8	53,8		47,2		—	
	9	52,1	53,6	42,2	44,7	42,0	43,9
	10	55,0		—		45,7	
e = 25	11	—	54,4	50,8	47,7	47,3	45,8
	12	54,4		44,6		44,3	
d = 20	13	54,6	54,6	46,8	46,8	41,3	41,3
	14	—		—		—	
c = 15	15	56,1	55,9	41,8	44,4	46,6	44,3
	16	55,8		47,0		42,0	
b = 10	17	56,0	56,0	42,0	42,0	43,5	43,5

Die Ergebnisse sind in den Zahlentafeln 14 bis 26 zusammengestellt und in den Abb. 39 bis 45 graphisch aufgetragen. Zum besseren Vergleich sind ferner die Mittelwerte der Brinellhärtebestimmungen der 3 Bronzen A, As und B in größerem Maßstabe in Abb. 48 nebeneinander aufgetragen.

Aus den Zahlentafeln 14 bis 26 und den Abb. 39 bis 45 und 48 ergibt sich folgendes:

1. Brinellhärte der Bronzen.

a) Bronze A (stehend in Sand gegossen).

Alle Scheiben (A 100 Scheibe 1, 2 3 und A 50 Scheibe 1 2, 3) weisen nach Zahlentafel 14 und 15 und Abb. 39 am äußeren Umfang (Randzone) die größte Härte auf.

Nach Zahlentafel 2 und 3 und Abb. 7 neigt das Material in ausgesprochenem Maße zur „umgekehrten" Blockseigerung; der Zinngehalt ist in den Randzonen erheblich höher als mehr nach der Mitte zu. Hierauf dürften, nächst der schnelleren Abkühlung der Randzone und der dadurch bedingten unvollständigen Einstellung des Gefügegleichgewichts (siehe auch S. 79), in erster Linie die z. T. beträchtlichen Härteunterschiede zwischen Außenwandung und Kernmaterial zurückzuführen sein.

Der Einfluß der schnelleren Abkühlung auf die Härte kommt auch noch in folgendem zum Ausdruck:

Die Scheibe 3 vom Kopf des Gußstabes A 100 kühlte am schnellsten ab, sie weist durchgängig die größte Härte auf. Bei den Scheiben 2 (aus der Mitte) und 1 (vom Fuß)

Digitized by Google

Zahlentafel 23. Brinellhärte-Bestimmungen.

Silumin von Werk C. Gußstab: 100 mm ⌀ (Abb. 1). (Abb. 43 C100.)

Silumin C 100		Scheibe 1 vom Fuß des Gußstabes		Scheibe 2 aus der Mitte des Gußstabes		Scheibe 3 vom Kopf des Gußstabes	
Abstand des Eindruckes von der Mitte des Gußstabes in mm	Nummer des Eindruckes (Abb. 46a)	Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²	
		Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel
	1	40,8		45,4		43,4	
i = 45	2	43,9	43,6	46,2	46,0	41,7	42,4
	3	44,7		46,2		44,2	
	4	45,0		47,1		40,2	
	5	45,1		47,0		40,7	
h = 40	6	45,8	44,1	45,1	44,4	41,5	42,5
	7	46,5		39,9		42,1	
	8	39,0		45,4		45,5	
	9	41,3		43,1		44,3	
g = 35	10	50,5	46,2	49,2	46,8	43,3	42,6
	11	48,8		46,5		42,3	
	12	44,3		46,4		40,4	
	13	40,9		45,2		43,2	
f = 30	14	59,4	49,5	46,4	45,6	40,4	42,8
	15	48,4		48,7		44,5	
	16	49,4		41,9		41,1	
	17	41,8		46,7		43,4	
e = 25	18	44,4	44,7	46,1	46,6	44,2	43,1
	19	—		45,7		42,4	
	20	47,9		47,9		42,3	
	21	—		44,7		44,1	
d = 20	22	48,0	48,1	43,2	45,0	43,5	42,7
	23	—		47,0		40,3	
	24	48,3		45,1		42,9	
	25	39,6		42,2		43,5	
c = 15	26	49,4	45,4	46,0	42,8	42,1	43,9
	27	45,9		39,3		45,9	
	28	46,6		41,5		44,0	
	29	47,0		50,0		42,2	
b = 10	30	34,1	43,9	40,8	46,2	40,5	43,0
	31	48,3		47,5		43,9	
	32	46,1		46,6		45,4	
a = 0	33	—	—	46,2	46,2	43,0	43,0

Zahlentafel 24. Brinellhärte-Bestimmungen.

Silumin von Werk C. Gußstab: 50 mm ⌀ (Abb. 1). (Abb. 43 C50.)

Silumin C 50		Scheibe 1 vom Fuß des Gußstabes		Scheibe 2 aus der Mitte des Gußstabes		Scheibe 3 vom Kopf des Gußstabes	
Abstand des Eindruckes von der Mitte des Gußstabes in mm	Nummer des Eindruckes (Abb. 46b)	Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²		Brinellhärte H kg/mm²	
		Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel	Einzelwerte	Mittel
	1	46,8		42,2		45,8	
d = 20	2	43,7	45,7	44 3	46,6	46,5	46,9
	3	46,0		50,8		47,5	
	4	46,3		49,1		47,9	
	5	49,8		44,4		48,6	
c = 15	6	51,5	46,2	47,2	46,2	48,0	48,0
	7	47,3		46,5		47,9	
	8	46,1		46,5		47,7	
	9	47,8		47,8		46,8	
b = 10	10	52,3	51,0	46,5	47,9	44,1	46,7
	11	52,1		47,4		45,2	
	12	51,9		50,0		50,6	
a = 0	13	—	—	52,8	52,8	45,6	45,6

Digitized by Google

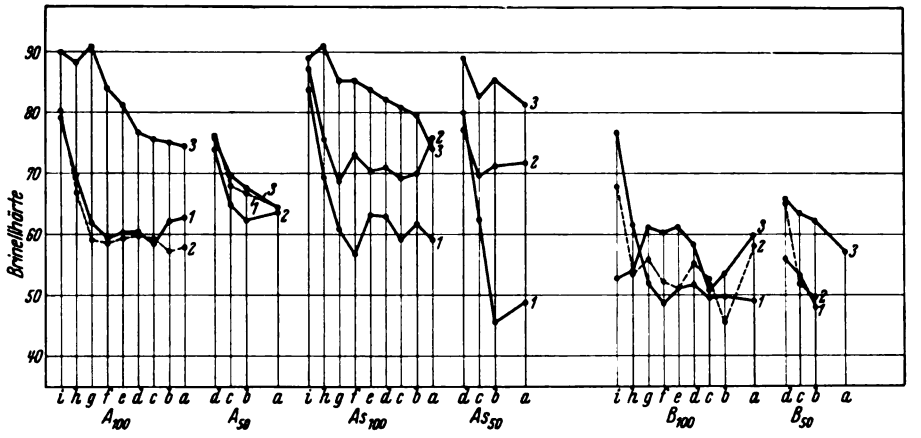


Abb. 48. Brinellhärte der Bronzen. (Siehe auch Abb. 39, 40 und 41.) Anlieferungszustand.

Zahlentafel 25. Brinellhärte-Bestimmungen.

Elektron von Werk D. Gußstab: 100 mm ⌀ (Abb. 3 u. 4). (Abb. 44 D100.)

Elektron D100	Scheibe (Abb. 6)	Nummer des Eindruckes (Abb. 47a)	Brinellhärte H kg/mm² Einzelwerte	Brinellhärte H kg/mm² Mittel	Scheibe (Abb. 6)	Nummer des Eindruckes (Abb. 47a)	Brinellhärte H kg/mm² Einzelwerte	Brinellhärte H kg/mm² Mittel	Kugeleindrucklagen	Bemerkungen
Aus dem Steiger (in Sandform gegossen Abb. 47a)	1	1	61,3	59,8	2	1	54,4	55,6	In 8 mm Abstand von der Außenwandung des Gußstabes (siehe Abb. 47a Randzone)	Die Scheiben 1 und 3 entstammen den beiden Enden des Gußstabes (siehe Abb. 6). Da die Abkühlungsverhältnisse an den beiden Enden nahezu die gleichen waren, so sind die Einzelwerte der Scheiben 1 und 3 zu gemeinsamen Mittelwerten zusammengefaßt. Die Scheibe 2 entstammt dem mittleren Teil des Gußstabes (siehe Abb. 6). Die Abkühlung erfolgt hier langsamer als bei 1 und 3
		13	58,4			13	56,8			
	3	1	57,8							
		13	61,7							
	1	2	59,5	59,1		2	55,4	55,3		
		12	58,4			12	55,2			
	3	2	55,7							
		12	62,6							
	1	3	54,9	57,2		3	55,2	55,2		
		11	52,0			11	—			
	3	3	59,1							
		11	59,7							
	1	4	57,0	58,1		4	54,6	53,8		
		10	—			10	53,0			
	3	4	59,2							
		10	—							
Aus dem Rundstab (in Kokille gegossen Abb. 47a)	1	5	59,1	60,3	2	5	55,9	56,4		
		9	60,3			9	56,8			
	3	5	61,7							
		9	60,0							
	1	6	59,7	61,8		6	59,1	59,2		
		8	63,0			8	59,3			
	3	6	62,8							
		8	61,6							
	1	7	63,6	62,4		7	59,7	59,7		
	3	7	61,1							
Aus dem Steiger (in Sandform gegossen Abb. 47a)	1	14	61,6	62,1	2	14	50,3	50,3	In der Mitte des Gußstabes (siehe Abb. 47a Kernzone)	
	3	14	62,5							
	1	15	53,1	54,0		15	58,8	58,8		
	3	15	54,8							
	1	16	60,1	60,3		16	59,9	59,9		
	3	16	60,5							
	1	17	61,6	60,6		17	58,7	58,7		
	3	17	59,7							
Aus dem Rundstab (in Kokille gegossen Abb. 47a)	1	18	58,9	60,9	2	18	60,3	60,3		
	3	18	63,0							
	1	19	61,8	62,5	2	19	58,7	58,7	In 20 mm Abstand von der Außenwandung des Gußstabes (siehe Abb. 47a)	
		20	61,6							
	3	19	63,8			20	—			
		20	62,9							

Digitized by Google

war die Abkühlung erheblich langsamer als bei Scheibe 3, die Härte ist bei diesen Scheiben durchgängig geringer als bei Scheibe 3.

Bei dem Gußstab A 50 liegen die Verhältnisse ähnlich, nur ist hier nicht mit einem so starken Temperaturgefälle zwischen Kern und Rand wie bei Stab A 100 zu rechnen. Dementsprechend sind auch die Härteunterschiede zwischen Rand und Mitte und zwischen den Scheiben von Kopf und Fuß erheblich geringer (siehe Abb. 39). Selbstverständlich wird bei beiden Stäben auch die im mittleren und unteren Teil in steigendem Maße auftretende Porosität der Probestäbe (Abb. 12 bis 17) die Ergebnisse der Härtebestimmungen beeinflussen.

Durch Ausglühen bei 700° (Zahlentafel 22) wurde bei der Bronzescheibe A 100 die Härte der Randschicht nicht verändert. Mehr nach der Mitte zu trat eine schwache Herabminderung der Härte ein (Abb. 39).

b) Bronze As (als Steigguß gegossen).

Bezüglich des Einflusses der umgekehrten Blockseigerung, der Abkühlungsgeschwindigkeit und der Porosität auf die Härte (siehe Abb. 40) gilt das gleiche wie für Bronze A. Auffallend erscheint hier lediglich, daß die Härtekurven für die Scheiben 2 und 1 (Abb. 40 und 48) so weit auseinanderliegen, während sie bei dem Material A fast zusammenfallen. Besonders auffallend ist die geringe Härte im mittleren Teil der Scheibe 1 (Fuß) vom Gußstab As 50. Es ist anzunehmen, daß die andere Art des Gusses (Steigguß) und die dadurch bedingten anderen Abkühlungsverhältnisse in den mittleren und unteren Stabteilen hierauf von Einfluß waren.

c) Bronze B (als Steigguß gegossen).

Bei Scheibe 3 B 100 (Kopf) ist zwischen Rand und Kern ein starker Abfall der Härte vorhanden (Abb. 41); wesentlich geringer ist er bereits bei Scheibe 2 (B 100 Mitte), während bei Scheibe 1 (B 100 Fuß) die Härtezahlen innerhalb 50 und 60 kg/mm² schwanken, ohne daß ein ausgesprochener Härteunterschied zwischen Randschicht und Kernzone zu bestehen scheint.

Bei dem Gußstab B 50 ist ganz regelmäßig die Randzone härter als das Material mehr nach der Mitte zu.

Zahlentafel 26. Brinellhärte-Bestimmungen.
Elektron von Werk D. Gußstab: 50 mm ⌀ (Abb. 3 u. 4.) (Abb. 45 D 50.)

Elektron D 50	Scheibe (Abb. 6)	Nummer des Eindruckes (Abb. 47 b)	Brinellhärte H kg/mm² Einzelwerte	Brinellhärte H kg/mm² Mittel	Scheibe (Abb. 6)	Nummer des Eindruckes (Abb. 47 b)	Brinellhärte H kg/mm² Einzelwerte	Brinellhärte H kg/mm² Mittel	Kugeleindrucklagen	Bemerkungen
Aus dem Steiger (in Sandform gegossen Abb. 47 b)	1	1	56,3	55,8	2	1	85,5	54,2	In 5 mm Abstand von der Außenwandung des Gußstabes. (Siehe Abb. 47 b Randzone.)	Die Scheiben 1 u. 3 entstammen den beiden Enden des Gußstabes (siehe Abb. 6). Da die Abkühlungsverhältnisse an den beiden Enden nahezu die gleichen waren, so sind die Einzelwerte der Scheiben 1 u. 3 zu gemeinsamen Mittelwerten zusammengefaßt. Die Scheibe 2 entstammt dem mittleren Teil des Gußstabes (siehe Abb. 6). Die Abkühlung erfolgte hier langsamer als bei 1 u. 3.
		12	56,2			12	49,9			
	3	1	53,0							
		12	55,9							
	1	2	52,4	55,8		2	52,3	54,5		
		11	56,5			11	56,7			
	3	2	57,6							
		11	56,9							
	1	3	51,8	55,4		3	53,7	54,2		
		10	57,0			10	54,7			
	3	3	55,7							
		10	57,2							
	1	4	56,8	58,4		4	56,5	56,9		
		9	58,8			9	57,2			
	3	4	60,5							
		9	57,5							
Aus dem Rundstab (in Kokille gegossen Abb. 47 b)	1	5	59,0	57,9	2	5	57,4	58,2		
		8	58,1			8	59,1			
	3	5	57,5							
		8	57,1							
	1	6	61,1	59,7		6	62,0	61,1		
		7	56,9			7	60,3			
	3	6	59,0							
		7	61,9							
Aus dem Steiger (in Sandform gegossen Abb. 47 b)	1	13	58,1	56,7	2	13	50,7	50,7	In der Mitte des Gußstabes. (Siehe Abb. 47 b Kernzone.)	
	3	13	55,3							
	1	14	57,9	56,2		14	51,4	51,4		
	3	14	54,5							
	1	15	59,6	59,6		15	52,4	52,6		
	3	15	59,6							
	1	16	58,2	59,0		16	60,5	60,5		
	3	16	59,9							
	1	17	62,2	62,2		17	—	—		
	3	17	—							

Digitized by Google

Auffallend ist, daß ganz allgemein die Härte dieser Bronze wesentlich geringer ist, als die Härte der Bronzen A und As (siehe Abb. 48). Bronze B enthält nach Zahlentafel 4 und 5 weniger Zn, Pb, Sb als Bronze A (Zahlentafel 2 und 3). Es ist nicht unmöglich, daß darauf die geringere Härte zurückzuführen ist.

Das Ausglühen bei 700° (Zahlentafel 22) bedingte auch bei der Bronzescheibe B 100 in der Randschicht keine merkbare Härteänderung. Mehr nach der Mitte zu war ein deutliches Weicherwerden der Bronze zu beobachten (Abb. 41).

14839 v=10

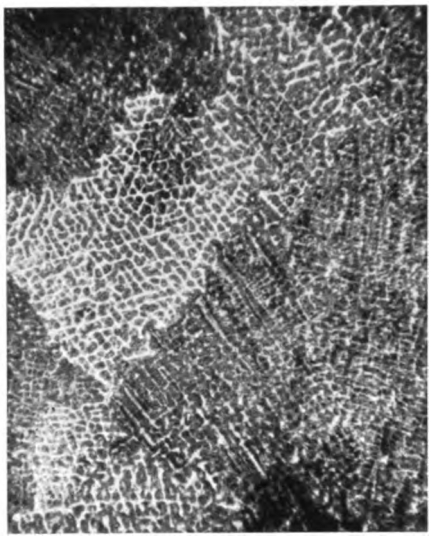


Abb. 49. Bronze A 100. Probe Nr. 1.

14840 v=10

Abb. 50. Bronze A 100. Probe Nr. 3.

14841 v=10

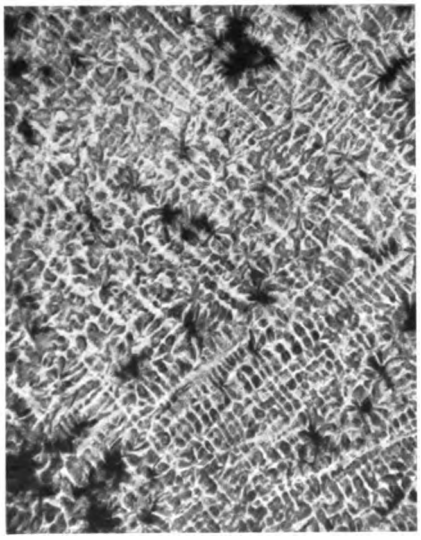


Abb. 51. Bronze A 100. Probe Nr. 5.

14842 v=10

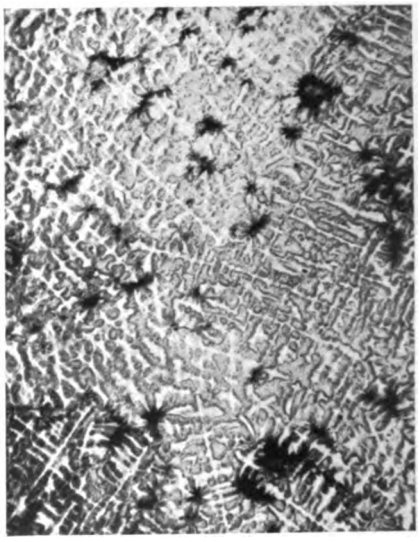


Abb. 52. Bronze A 100. Probe Nr. 7.

d) Zusammenfassung der Ergebnisse der Härtebestimmungen.

1. Brinellhärte der Bronzen.

Wie aus Abb. 48 hervorgeht, weisen die drei Bronzen, trotz sehr ähnlicher chemischer Zusammensetzung, ganz außerordentliche Schwankungen in den Härtezahlen (zwischen 90,8 und 45,8) auf.

Die Gründe hierfür sind in den Seigerungen, den Abkühlungsverhältnissen und der Porosität zu suchen und diese werden wieder beeinflußt durch die Art des Gusses (Guß von oben, von unten, Kokillenguß, Sandguß, Art des Schmelzens usw.) und durch Gestalt und Abmessungen des zu gießenden Stückes. Auf die Härte eines Bronzegußstückes in der Praxis haben somit eine ganze Anzahl verschiedener Faktoren Einfluß. Aus der Ermittlung einer Eigenschaft allein ist es unmöglich, einen einwandfreien Schluß auf die Güte eines Bronzegusses zu ziehen.

2. Brinellhärte des Messinggusses.

Während bei den Bronzen die Härteunterschiede in den einzelnen Scheiben 1 (vom Fuß), 2 (aus der Mitte), 3 (vom Kopf) zum Teil beträchtliche waren, zeigte der Messingguß in allen Teilen (oben, Mitte, unten) des Gußstabes BM 100 (Abb. 42) gut übereinstimmende Werte. Am Rand war überall die Härte am größten. Das Ausglühen bei 700° (Zahlentafel 22) hatte auf die Härte

Digitized by Google

14832 $v=200$

Abb. 53. Bronze A 100. Probe Nr. 1.

14843 $v=750$

Abb. 54. Bronze A 100. Aus Probe Nr. 1. Einschlüsse von Zinnsäure.

14834 $v=200$

Abb. 55. Bronze A 100. Probe Nr. 3.

14836 $v=200$

Abb. 56. Bronze A 100. Probe Nr. 5.

14838 $v=200$

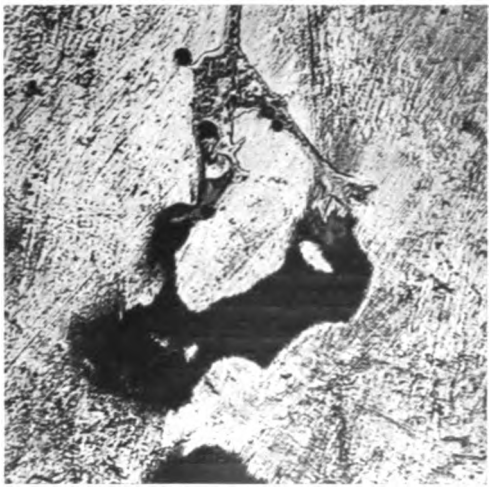


Abb. 57. Bronze A 100. Probe Nr. 7.

14844 $v=750$

Abb. 58. Bronze A 100. Aus Probe Nr. 6. Häute und Schlieren von Zinnsäure.

Digitized by Google

keinen merkbaren Einfluß (Abb. 42). Bei den aus dem Stab BM 50 entnommenen Scheiben war der Unterschied in der Härte zwischen Randzone und Kern nur sehr gering. Die Härteverminderung zwischen Rand und Kern bei dem Stab BM 100 dürfte hier in erster Linie mit der starken Porosität des Messinggusses zusammenhängen.

Abb. 59. Bronze ß 100. Probe Nr. 1.

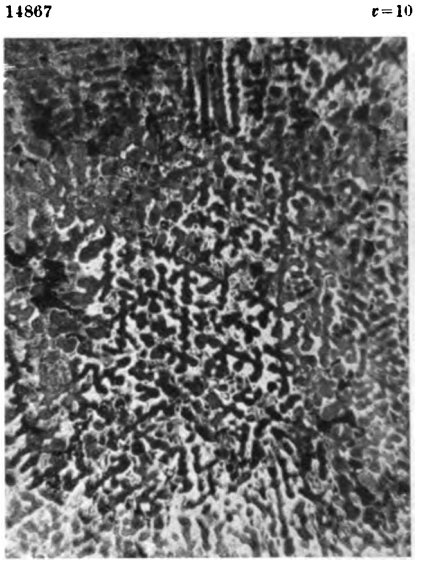


Abb. 60. Bronze B 100. Probe Nr. 3.

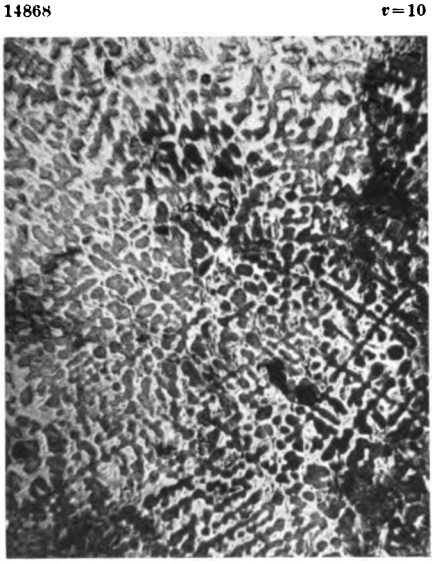


Abb. 61. Bronze B 100. Probe Nr. 5.

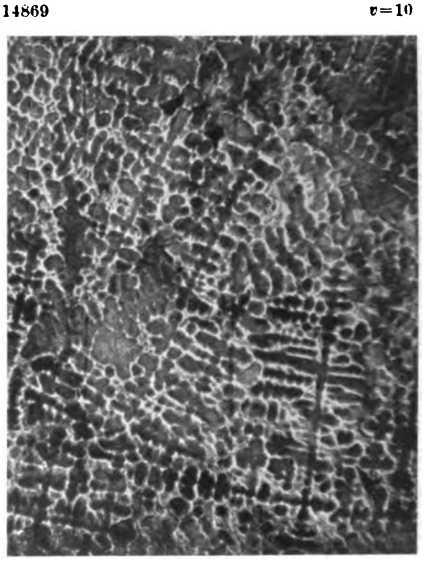


Abb. 62. Bronze B 100 Probe Nr. 7.

3. Brinellhärte des Silumingusses.

Die Silumingüsse zeigen, entsprechend ihrer gleichmäßigen chemischen Zusammensetzung (Abb. 10) und ihres zwischen Rand und Kern gleichen Volumengewichts, auch keine wesentlichen Härteunterschiede zwischen Rand und Kern der aus den verschiedenen Teilen des Gußstabes C 100 entnommenen Scheiben (Abb. 43). Bei den aus Stab C 50 entnommenen Scheiben 1 und 2 ist nach der Stabmitte zu ein schwacher Anstieg der Härte zu beobachten (Abb. 43).

4. Brinellhärte der Elektrongüsse.

Aus den Abb. 44 und 45 geht deutlich hervor, daß in erster Linie die Art der Abkühlung und die Dichtigkeit des Gefüges auf die Härte von Elektrongüssen von Einfluß sind. Die Teile, die in Kokille gegossen waren (Abb. 47), weisen sowohl bei dem großen Gußstab D 100 (Abb. 44) wie auch bei dem kleineren Gußstab D 50 (Abb. 45) die höchsten Härtezahlen auf. Überall dort, wo in den Röntgenbildern Abb. 37b und 38b ein weniger dichtes Gefüge zu erkennen war, ist die Härte geringer[1].

1. Gefügeuntersuchung der Abgüsse.

Für die Gefügeuntersuchung verwandten wir die zur Bestimmung der Volumengewichte herausgearbeiteten Würfel (siehe Abb. 39 A 100, Abb. 40 As 100, Abb. 41 B 100, Abb. 42 BM 100, Abb. 43 C 100, Abb. 44 D 100). Es handelt sich demnach in allen Fällen um Proben, die aus dem mittleren Teil (Scheibe 2) der Stäbe mit größtem Durchmesser (100 mm) entnommen waren. Die Bezeichnungen der Schliffe sind ebenfalls die gleichen wie bei den Volumengewichtsbestimmungen.

[1] Herrn Prof. Dr. G. Sachs sind wir für die Durchführung der Härteuntersuchungen und der Röntgenaufnahmen zu Dank verpflichtet.

Digitized by Google

1. Gefüge der Bronzegüsse.

α) Bronzestab A 100 (stehend in Sand gegossen). Die Abb. 49 bis 52 zeigen in 10facher Vergrößerung das Makrogefüge der Proben Nr. 1, 3, 5 und 7 (siehe auch Abb. 39).

Probe Nr. 1 (Abb. 49, $v = 10$) ist am äußeren Umfang entnommen; das Bild läßt grobe Dendriten erkennen, Poren oder undichte Stellen sind nicht vorhanden.

Abb. 63. Bronze B 100. Probe Nr. 1.

Abb. 64. Bronze B 100. Probe Nr. 3.

Abb. 65. Bronze B 100. Probe Nr. 5.

Abb. 66. Bronze B 100. Probe Nr. 7.

Die Proben Nr. 3 (Abb. 50, $v = 10$), Nr. 5 (Abb. 51, $v = 10$) und Nr. 7 (Abb. 52, $v = 10$) liegen im mittleren, porigen Teil des Gußstabes (siehe auch Abb. 13 und 16). Der dendritische Aufbau des Gefüges ist auch hier vorhanden. Mehr nach der Mitte zu wächst die Anzahl und die Größe der Poren und undichten Stellen. Nach dem Zustandsschaubild der Kupfer-Zinnlegierungen[1] sollte das Kleingefüge aus einheitlichen α-Mischkristallen bestehen. Das endgültige Gefügegleichgewicht stellt sich jedoch nur bei sehr langsamer Abkühlung ein; in der Regel wird es bei technischen Bronzen nicht erreicht.

[1] O. Bauer u. O. Vollenbruck: Das Erstarrungs- und Umwandlungsschaubild der Kupfer-Zinnlegierungen. Mitt. Materialpr.-Amt Heft 5, S. 181.

Die Abb. 53 ($v = 200$) zeigt das Kleingefüge der Probe Nr. 1 (vom Rand). Zwischen den tannenbaumförmigen, kupferreichen Dendriten D (siehe auch Abb. 49) befindet sich eine erheblich kupferärmere und zinnreichere Grundmasse Z, in der kleine Mengen des Eutektoid $E = \alpha + \delta$ eingebettet liegen.

Ähnlichen Aufbau zeigen auch die mehr aus der Stabmitte entnommenen Proben Nr. 3 (Abb. 55, $v = 200$), Nr. 5 (Abb. 56, $v = 200$) und Nr. 7 (Abb. 57, $v = 200$).

Das Gefügegleichgewicht hat sich also nicht einstellen können. Zinnsäure tritt teils in Kristallform (Abb. 54, $v = 750$ aus Probe Nr. 1) teils in Form von Schlieren und Häuten (Abb. 58, $v = 750$ aus Probe Nr. 6) auf. Die Poren liegen meist in der zinnreicheren Grundmasse Z (Abb. 55, 56 und 57) in unmittelbarer Nähe der kleinen Eutektoidmengen.

β Bronzestab B 100 (von unten steigend in Sand gegossen). In den Abb. 59 bis 62 ist das Makrogefüge der Proben Nr. 1, 3, 5 und 7 (siehe auch Abb. 41) in 10facher linearer Vergrößerung wiedergegeben. Die Dendriden sind gröber ausgebildet als bei dem Bronze-

Digitized by Google

stab A 100. Das Gefügegleichgewicht ist auch hier nicht erreicht, wie die Abb. 63 bis 66 ($v = 200$) zeigen.

Zinnsäure tritt ebenfalls, teils in Kristallform (Abb. 63 $v = 200$) teils in Form von Schlieren und Häuten (Abb. 66 $v = 200$) auf.

Das Gefügegleichgewicht hat sich anscheinend hier, im Gegensatz zu den Bronzen, einstellen können; wenigstens entspricht der Gefügeaufbau den aus dem Erstarrungsschaubild Kupfer-Zink-Zinn[1] abzuleitenden Schlüssen.

Größere Einschlüsse von Oxyden (wie bei den Bronzegüssen) waren im Gefüge nicht erkennbar.

14951 $v=10$

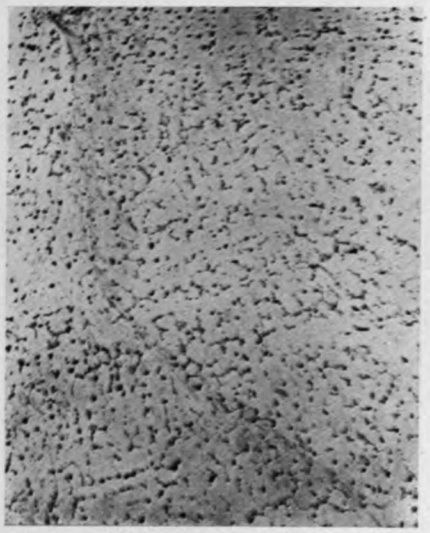


Abb. 67. Gußmessing BM 100. Probe Nr. 1.

14952 $v=10$

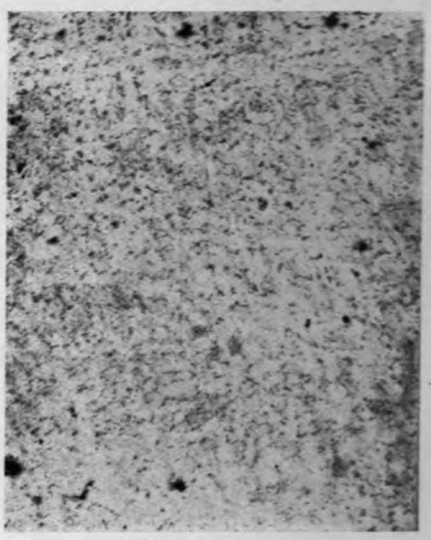


Abb. 68. Gußmessing BM 100. Probe Nr. 3.

14953 $v=10$

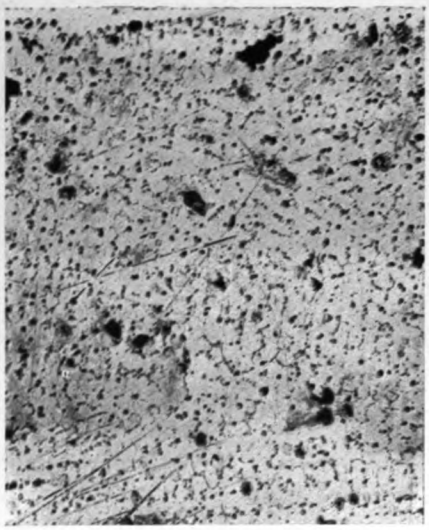


Abb. 69. Gußmessing BM 100. Probe Nr. 5.

14954 $v=10$

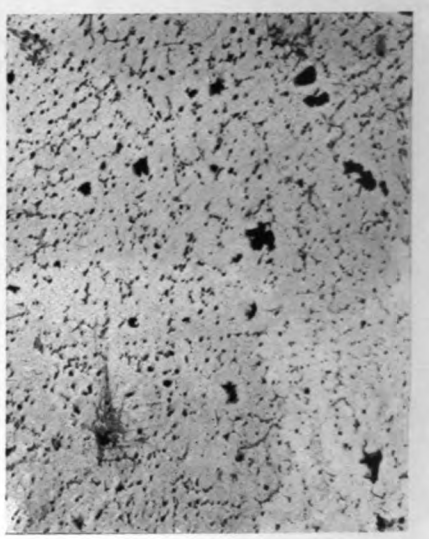


Abb. 70. Gußmessing BM 100. Probe Nr. 7.

2. Gefüge des Messinggusses.

Gußmessing BM 100 (von unten steigend in Sand gegossen). Die Abb. 67 bis 70 ($v = 10$) zeigen das Makrogefüge der Proben Nr. 1, 3, 5 und 7 (siehe auch Abb. 42). Das Gefüge ist feinkristallinisch. Probe 1 (Abb. 67) ist aus der porenfreien Randzone (Abb. 26 und 29) aufgenommen, die im Lichtbild (Abb. 67) erkennbaren dunklen Teilchen sind Blei.

Die Proben 3, 5 und 7 (Abb. 68 bis 70) entstammen dem starkporigen mittleren Teil des Gußstabes.

Die Abb. 71 bis 74 ($v = 200$) geben das Kleingefüge wieder. In der einheitlichen α-Grundmasse liegt das Eutektoid $\alpha + \gamma$, die dunklen Teile sind Blei.

3. Gefüge der Silumingüsse.

Siluminstab C 100 (stehend in Sand gegossen). Im Gegensatz zu den Bronze- und Messinggüssen, die eine ausgesprochene Zonenanordnung der undichten Stellen und Poren (schmale, porenfreie Randzone, stark porige Mittelzone) aufwiesen, traten bei dem Siluminstab C 100 die Poren gleichmäßig über den ganzen Querschnitt verteilt auf (siehe auch Abb. 32 und Abb. 35). In den Abb. 75 bis 77 sind in 10facher Vergrößerung Stellen aus

[1] Siehe auch O. Bauer u. M. Hansen: Der Einfluß von dritten Metallen auf die Konstitution der Messinglegierungen. III. Der Einfluß von Zinn. Z. Metallkunde Bd. 22, Heft 11, S. 387. 1930.

Digitized by Google

den Proben Nr. 1, 3 und 7 (siehe Abb. 43) wiedergegeben. Porige Stellen sind in allen drei Schliffen erkennbar, die primär ausgeschiedenen Aluminiumkristallite werden mehr nach der Stabmitte zu (Probe Nr. 7) gröber. Der eutektische Aufbau der Grundmaße ist hier noch nicht zu erkennen.

Die Abb. 78 bis 80 ($v = 200$) zeigen das Feingefüge. Das Eutektikum erscheint in der vom Rand entnommenen Proben Nr. 1 (Abb. 78) sehr deutlich in seine beiden

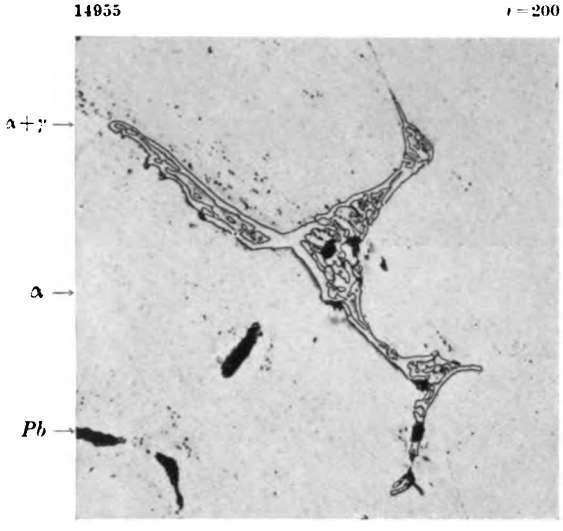


Abb. 71. Gußmessing BM 100. Probe Nr. 1.

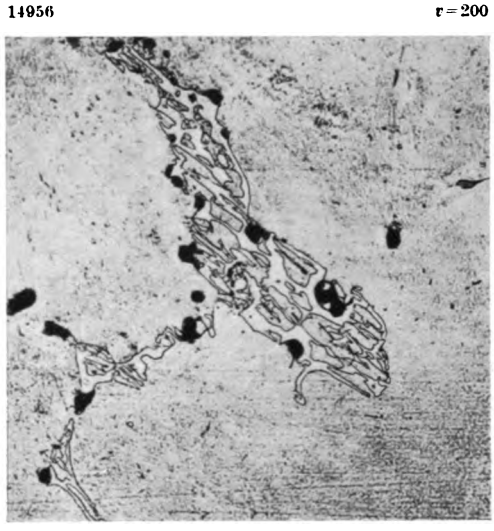


Abb. 72. Gußmessing BM 100. Probe Nr. 3.

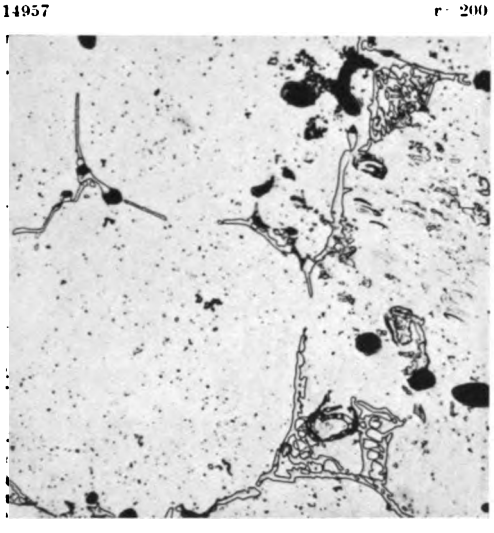


Abb. 73. Gußmessing BM 100. Probe Nr. 5.

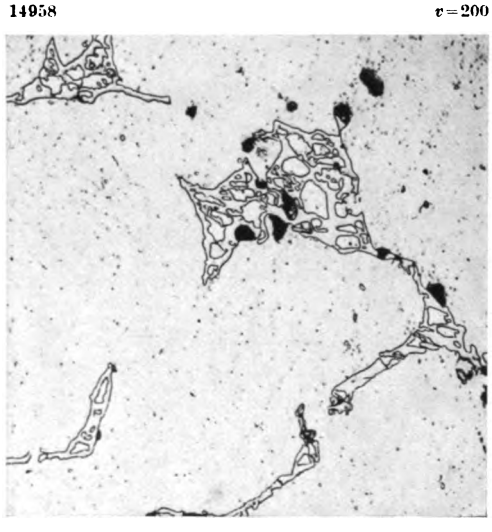


Abb. 74. Gußmessing BM 100. Probe Nr. 7.

Einzelbestandteile Al und Si aufgelöst; bei den beiden anderen Proben Nr. 3 und 7 (Abb. 79 und 80) ist der eutektische Aufbau nur undeutlich zu erkennen. Es scheint somit, daß die Schnelligkeit der Erstarrung (Unterschied zwischen Rand und Mitte) maßgebenden Einfluß auf den Feinbau des Eutektikums hat. Das Material war frei von oxydischen Einschlüssen.

4. Gefüge der Elektrongüsse.

Elektronstab D 100 (liegend gegossen). Nach Eger[1] soll das Gefüge einer ternären Aluminium-Zink-Magnesiumlegierung mit 4% Aluminium und 3% Zink aus δ-Mischkristallen, in denen aluminiumreiche ternäre γ-Mischkristalle eingelagert sind, bestehen. Die Abb. 81 bis 85 geben in 200facher linearer Vergrößerung das Kleingefüge der Proben *a*, *d*, *h*, *m*, *p* (siehe Abb. 44) wieder.

Die helle Grundmasse entspricht dem magnesiumreichen δ-Mischkristall, die γ-Mischkristalle erscheinen als harte, weiße Körper, in deren Umgebung die δ-Grundmasse durch das Ätzmittel (alkoholische Salzsäure) besonders stark aufgerauht ist. Stellenweise treten auch noch dunkle Gebilde auf, die auf eine während der Abkühlung vor sich gegangene Ausscheidung hindeuten. Zwischen den vom äußeren Umfang entnommenen Proben *a*, *u*, *p* und den mehr in der Mitte liegenden Proben *d*, *h*, *m* (Abb. 44) besteht im Gefügeaufbau kein wesentlicher Unterschied. Fehlstellen, wie Poren oxydische Einschlüsse usw. waren nicht nachweisbar.

G. Schlußergebnis.

Bei gewalzten, gezogenen, gepreßten Materialien genügt vielfach ein spezifischer Versuch (z. B. der Zerreißversuch), um das Material in seinen Haupteigenschaften zu kennzeichnen. Bei Gußstücken liegen die Verhält-

[1] Eger: Studie über die Konstitution der ternären Magnesium-Aluminium-Zinklegierungen. Internat. Z. Metallographie 1913 B IV, S. 29.

Digitized by Google

15186 $v=10$

Abb. 75. Silumin C 100. Probe Nr. 1.

15188 $v=10$

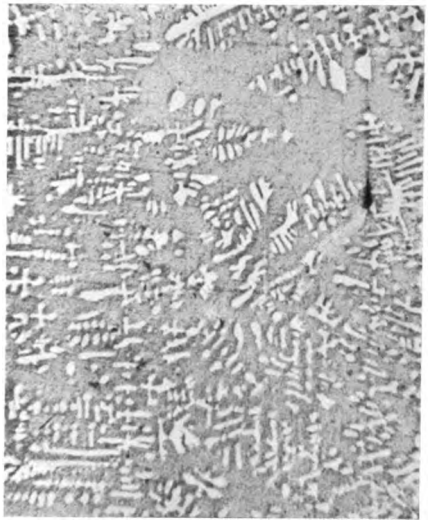


Abb. 76. Silumin C 100. Probe Nr. 3.

15190 $v=10$

Abb. 77. Silumin C 100. Probe Nr. 7.

15187 $v=200$

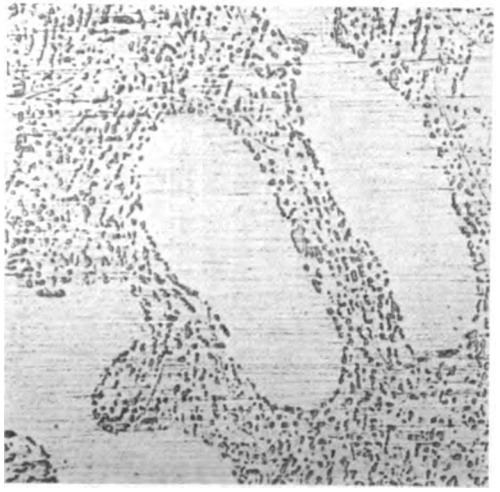


Abb. 78. Silumin C 100. Probe Nr. 1.

15189 $v=200$

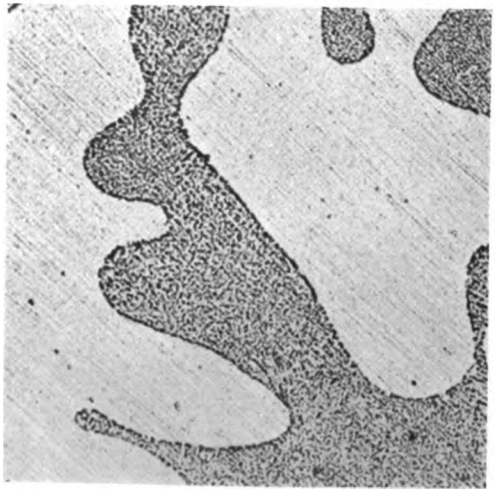


Abb. 79. Silumin C 100. Probe Nr. 3.

15191 $v=200$

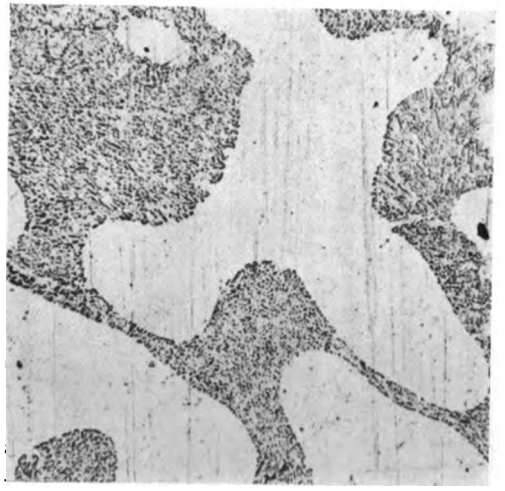


Abb. 80. Silumin C 100. Probe Nr. 7.

Digitized by Google

15220 $v=200$

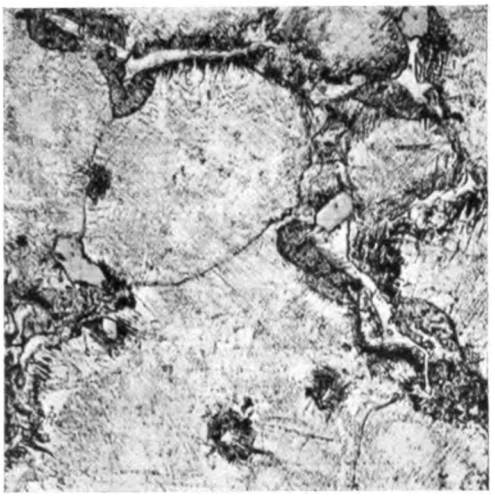


Abb. 81. Elektron D 100. Probe *a*.

15221 $v=200$

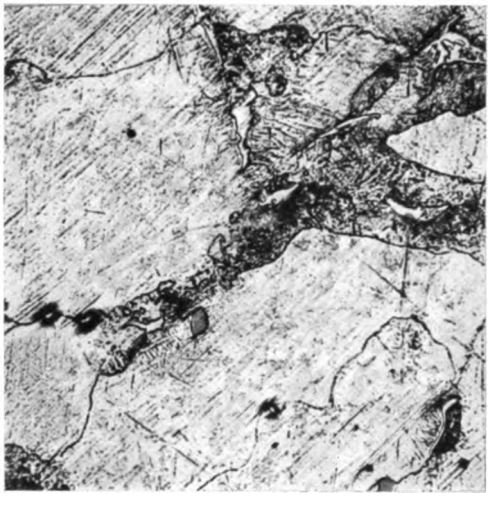


Abb. 82. Elektron D 100. Probe *d*.

15222 $v=200$

Abb. 83. Elektron D 100. Probe *h*.

nisse nicht so einfach, da die Eigenschaften innerhalb des Querschnitts in weiten Grenzen schwanken können.

Die chemische Zusammensetzung ist, wie auch unsere Untersuchungen ergeben haben, vielfach, je nach den Gieß-, Erstarrungs- und Abkühlungsverhältnissen in der Mitte des Gußstückes eine andere als am äußeren Umfang (normale und umgekehrte Seigerung); das gleiche gilt für die Härte, die Dichte (spez. Gewicht), für das

15223 $v=200$

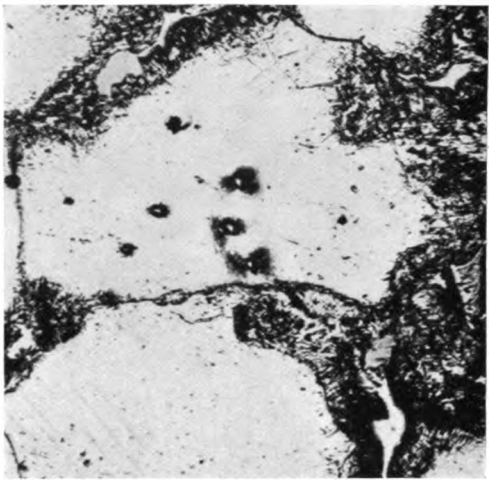


Abb. 84. Elektron D 100. Probe *m*.

15224 $v=200$

Abb. 85. Elektron D 100. Probe *p*.

Auftreten von Poren und Lunkerstellen, für das Gefüge usw. Um einen Überblick über die Beschaffenheit eines Gußstückes zu erhalten, müssen daher die verschiedensten Versuche durchgeführt werden.

Die von uns durchgeführten Untersuchungen an technischen Gußlegierungen haben ferner deutlich gezeigt, daß die gleiche Gußform nicht für jede Legierung geeignet ist. Mehr noch als der Walzwerker ist daher der Gießereimann auf die Unterstützung durch den Metallfachmann angewiesen.

In der Praxis wird hierauf noch viel zu wenig Rücksicht genommen.

Digitized by Google

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten

Sonderheft XIX:
Arbeiten aus dem **Staatlichen Materialprüfungsamt**
und dem **Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung** zu Berlin-Dahlem

Inhalt

Seite

Bauer, O., O. Vollenbruck und **G. Schikorr.** Spannungsmessungen und Lösungsversuche mit Zinn-Kupfer und Zink-Kupfer-Legierungen 3
Schmid, E. Beiträge zur Physik und Metallographie des Magnesiums 16
Boas, W., und **E. Schmid.** Über die Temperaturabhängigkeit der Kristallplastizität . . . 25
Beck, P., und **M. Polanyi.** Rückbildung des Rekristallisationsvermögens durch Rückformung 30
Schmid, E., und **G. Wassermann.** Zur Rekristallisation von Aluminiumblech 32
Schmid, E., und **G. Wassermann.** Einfluß von Kaltreckung auf die Plastizität bei erhöhten Temperaturen 33
Schmid, E., und **G. Wassermann.** Über die Walztextur von Cadmium 35
Fahrenhorst, W., und **E. Schmid.** Wechseltorsionsversuche an Zinkkristallen 36
Schmid, E., und **G. Siebel.** Röntgenographische Bestimmung der Löslichkeit von Magnesium in Aluminium 44
Stenzel, W., und **J. Weerts.** Die Gitterkonstanten der Silber-Palladium- und Gold-Palladium-Legierungen 47
Stenzel, W., und **J. Weerts.** Röntgenuntersuchungen im System Gold-Platin 51
Weißenberg, K. Mechanik deformierbarer Körper 54
Goens, E., und **E. Schmid.** Über die elastische Anisotropie des Eisens 84
Fahrenhorst, W., und **G. Sachs.** Über das Aufreißen von kaltgezogenem Rundeisen . . . 87
Bauer, O. Über die Ursachen von Dampfkesselschäden 92

Mit 139 Abbildungen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1932

Digitized by Google

Digitized by Google

Spannungsmessungen und Lösungsversuche mit Zinn-Kupfer- und Zink-Kupfer-Legierungen.

Von **O. Bauer, O. Vollenbruck** und **G. Schikorr.**

I. Zinn-Kupfer-Legierungen.

a) Herstellung der Proben.

Als Ausgangsmaterial diente Elektrolytkupfer und chemisch reines Zinn (Kahlbaum).

Unter Zugrundelegung des Erstarrungs- und Umwandlungsschaubildes der Kupfer-Zinn-Legierungen (Abb. 1) nach O. Bauer und O. Vollenbruck[1] wurden über den ganzen Legierungsbereich 17 Legierungen im elektrisch geheizten Röhrenofen erschmolzen und in Tonformen zu Blöckchen von je 500 g vergossen. Da sich erfahrungsgemäß in Zinn-Kupfer-Legierungen das endgültige Gefügegleichgewicht nur sehr unvollkommen einstellt, wurden die Blöckchen einer nachträglichen Glühbehandlung unterzogen. In Tab. 1 sind Angaben über die Glühbehandlung sowie über die chemische Zusammensetzung der einzelnen Blöckchen gemacht.

Trotz der 3stündigen Glühung bei 700° waren in Schmelze Nr. 4 mit 12,06% Zinn, die nach Abb. 1 aus einheitlichen α-Mischkristallen bestehen müßte, immer noch kleine Mengen des Eutektoids $\alpha + \delta$ (s. Abb. 2 $v = 200$) vorhanden.

Tabelle 1. Chemische Zusammensetzung, Gefüge und Wärmebehandlung der Blöckchen.

Nr.	Chemische Zusammensetzung Cu %	Chemische Zusammensetzung Sn %	Gefügeaufbau (Abb. 1)	Glühbehandlung
1	100	—	Kupfer	—
2	94,37	5,63	α	3 Stunden bei 700° geglüht
3	90,06	9,94	α	
4	87,94	12,06	(Spuren $\alpha+\delta$)	
5	85,19	14,81	$\alpha + (\alpha + \delta)$	2 Stunden bei 700°, 2 Stunden bei 550° und 18 Stunden bei 450° geglüht
6	82,19	17,81		
7	75,68	24,32		
8	69,16	30,84	$\delta + (\alpha + \delta)$	
9	65,39	34,61	$\delta + \varepsilon$	1 Stunde bei 600° und 3 Std. bei 550° geglüht
10	59,69	40,31	$Cu_3Sn + \vartheta$	6 Stunden bei 350° geglüht
11	55,07	44,93		
12	50,46	49,54		
13	40,53	59,47		
14	33,57	66,43	$\vartheta + \iota$	
15	19,03	80,97		
16	9,97	90,03		
17	—	100	Zinn	—

[1] O. Bauer und O. Vollenbruck: Das Erstarrungs- und Umwandlungsschaubild der Kupfer-Zinn-Legierungen. Mitt. Materialpr.-Amt Bd. 30, H. 5, S. 181. 1922.

b) Spannungsmessungen.

1. In Kochsalzlösung.

Zunächst wurden mit sämtlichen Legierungen (Tab. 1) Spannungsmessungen in 1proz. Kochsalzlösung (Bezugselektrode: Ostwaldsche n-Kalomelelektrode) vorgenommen[1].

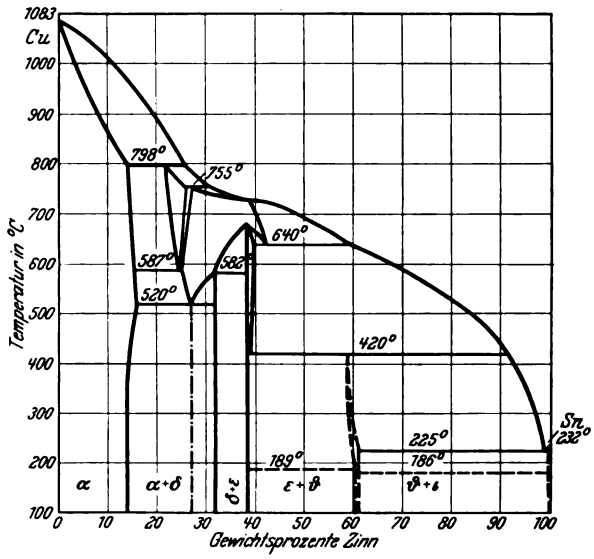


Abb. 1. Erstarrungs- und Umwandlungsschaubild der Kupfer-Zinn-Legierungen. Nach O. Bauer O. Vollenbruck und M. Hansen.

Abb. 2. Schmelze Nr. 4 mit 12,06% Zinn. Spuren des Eutektoids $\alpha+\delta$.

[1] Die Ausführung der Messungen erfolgt in gleicher Weise wie bei den Messungen mit Zink-Kupfer-Legierungen. Z. Metallkunde Bd. 19, S. 86. 1927, und Sonderheft III der Mitt. Materialpr.-Amt S. 68. Berlin: Julius Springer 1927.

Digitized by Google

Tabelle 2. Spannungsmessungen mit Zinn-Kupfer Legierungen.

Nr.	Zusammensetzung Cu %	Zusammensetzung Sn %	Elektrolyt	Spannung gegen Normal-Kalomelelektrode KCl, Hg_2, Cl_2/Hg Z 0	Z 1	Z 5	Z 24	Z 48	Z 72	Z 120	Elektrolyt bewegt	Beobachtungen
1	100,00	—	1 proz. Natriumchloridlösung (0,171 g-Äquivalent NaCl in 1 l Lösung)	—0,180	—0,181	—0,182	—0,190	—0,201	—0,201	—0,196	—0,181	
2	94,37	5,63		0,182	0,189	0,191	0,170	0,141	0,141	0,141	0,140	
3	90,06	9,94		0,201	0,191	0,197	0,162	0,162	0,146	0,144	0,142	
4	87,94	12,06		0,201	0,221	0,228	0,240	0,220	0,201	0,183	0,182	Die Proben zeigten Anlauffarben.
5	85,19	14,81		0,201	0,206	0,235	0,200	0,162	0,158	0,148	0,148	Im Elektrolyt
6	82,19	17,81		0,201	0,206	0,242	0,266	0,238	0,225	0,200	0,199	weißer Niederschlag.
7	75,68	24,32		0,334	0,334	0,255	0,248	0,210	0,197	0,178	0,178	
8	69,16	30,84		0,455	0,450	0,433	0,430	0,332	0,323	0,308	0,308	
9	65,39	34,61		0,414	0,404	0,381	0,337	0,300	0,295	0,273	0,273	
10	59,69	40,31		0,361	0,380	0,368	0,345	0,273	0,271	0,250	0,248	
11	55,07	44,93		0,418	0,400	0,352	0,295	0,262	0,244	0,217	0,210	
12	50,46	49,54		0,410	0,410	0,401	0,363	0,330	0,319	0,309	0,302	Auf den Proben
13	40,53	59,47		0,455	0,450	0,445	0,465	0,465	0,463	0,458	0,442	Ätzfiguren. Im
14	33,57	66,43		0,455	0,432	0,442	0,458	0,460	0,459	0,450	0,440	Elektrolyt weißer
15	19,03	80,97		0,455	0,431	0,440	0,455	0,452	0,448	0,448	0,428	Niederschlag.
16	9,97	90,03		0,430	0,430	0,445	0,468	0,472	0,472	0,469	0,463	Proben blank.
17	—	100,00		0,505	0,482	0,445	0,450	0,470	0,460	0,429	0,429	Weißer Niederschl.

In Tab. 2 sind die Ergebnisse zusammengestellt und in Abb. 3 graphisch aufgetragen.

Von 0 bis etwa 24% Zinn weisen die Spannungswerte zwar Schwankungen auf, bewegen sich aber im allgemeinen auf der Höhe des Kupferpotentials.

Die δ-Kristallart (Cu_4Sn) ergab ein deutlich unedleres Potential, das jedoch mit steigendem Anteil an der ε-Kristallart (Cu_3Sn) wieder edler wurde. Mit dem Auftreten der ϑ-Kristallart (Cu_6Sn_5) steigt die Kurve wieder an und bleibt dann annähernd auf der Höhe des unedlen Zinnpotentials.

Soweit sich aus Spannungsmessungen Schlüsse auf das korrosionsmäßige Verhalten eines Metalles oder einer Legierung in dem betreffenden Elektrolyten ziehen lassen, ist somit anzunehmen, daß die technisch verwertbaren reinen Zinnbronzen (bis zu etwa 24% Zinn) sich in Kochsalzlösung (vermutlich auch in Seewasser) ähnlich verhalten werden wie reines Kupfer.

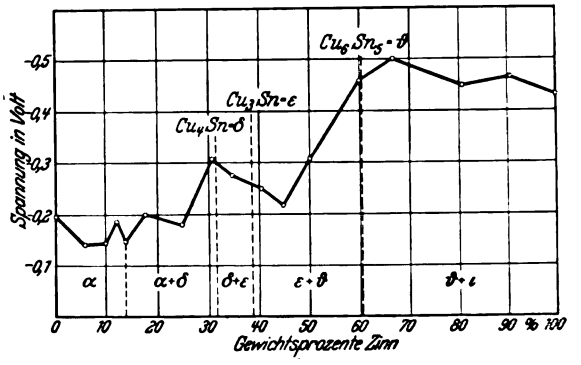


Abb. 3. Zinn-Kupfer-Legierungen. Spannungsunterschiede in 1 proz. NaCl-Lösung gegen Normalelektrode nach 120 Stunden.

Tabelle 3. Spannungsmessungen mit Zinn-Kupfer-Legierungen.

Nr.	Zusammensetzung Cu %	Zusammensetzung Sn %	Elektrolyt	Spannung gegen Normal-Kalomelelektrode KCl, Hg_2, Cl_2/Hg Z 0	Z 1	Z 5	Z 24	Z 48	Z 72	Z 120	Elektrolyt bewegt
1	100,00	—	n-Salzsäure (36,5 g HCl im 1)	—0,291	—0,309	—0,309	—0,296		—0,278	—0,262	—0,262
2	94,37	5,63		0,308	0,302	0,303	0,298		0,278	0,269	0,268
3	90,06	9,94		0,291	0,302	0,302	0,289	nicht gemessen	0,274	0,268	0,265
4	87,94	12,06		0,251	0,298	0,300	0,287		0,279	0,270	0,270
5	85,19	14,81		0,200	0,232	0,263	0,272		0,262	0,255	0,255
6	82,19	17,81		0,228	0,281	0,297	0,290		0,278	0,269	0,269
7	75,68	24,32		0,207	0,299	0,295	0,286		0,272	0,262	0,255
1	100,00	—	n-Schwefelsäure (49 g H_2SO_4 im 1)	0,072	0,120	0,146	0,132	—0,132	0,120	0,105	0,118
2	94,37	5,63		0,098	0,128	0,111	0,100	0,100	0,100	0,097	0,095
3	90,06	9,94		0,079	0,112	0,102	0,100	0,100	0,100	0,097	0,095
4	87,94	12,06		0,088	0,109	0,106	0,105	0,108	0,108	0,102	0,097
5	85,19	14,81		0,058	0,082	0,107	0,142	0,159	0,160	0,150	0,144
6	82,19	17,81		0,090	0,109	0,128	0,168	0,172	0,172	0,164	0,130
7	75,68	24,32		0,106	0,165	0,168	0,172	0,172	0,170	0,148	0,119
1	100,00	—	n-Natronlauge (40 g NaOH im 1)	0,328	0,322	0,313	0,300	0,303	0,303	0,289	0,288
2	94,37	5,63		0,531	0,543	0,316	0,302	0,303	0,303	0,292	0,284
3	90,06	9,94		0,517	0,510	0,318	0,306	0,303	0,303	0,300	0,289
4	87,94	12,06		0,537	0,543	0,320	0,306	0,303	0,301	0,292	0,284
5	85,19	14,81		0,522	0,558	0,543	0,295	0,303	0,298	0,293	0,284
6	82,19	17,81		0,530	0,542	0,543	0,301	0,305	0,290	0,294	0,287
7	75,68	24,32		0,503	0,535	0,510	0,294	0,292	0,288	0,311	0,308

Digitized by Google

2. In Salzsäure, Schwefelsäure und Natronlauge.

Für die Spannungsmessungen in n-Salzsäure, n-Schwefelsäure und n-Natronlauge verwandten wir ausschließlich die technisch verwertbaren Zinnbronzen von 0 bis 24,32% Zinn (Legierungen Nr. 1 bis 7). Die Ergebnisse sind in Tab. 3 zusammengestellt und in Abb. 4 graphisch aufgetragen.

Nach Tab. 3 und Abb. 4 ändert sich das Potential im Bereich der α-Mischkristalle so gut wie gar nicht, erst beim Auftreten der δ-Kristallart wird es in n-Schwefelsäure deutlich unedler. Die Schwankungen der Einzelwerte in n-Salzsäure und n-Natronlauge liegen noch innerhalb der Meßfehlergrenzen.

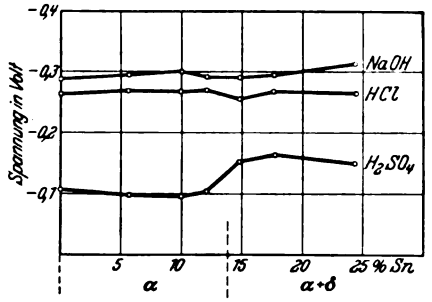


Abb. 4. Zinn-Kupfer-Legierungen. Spannungsunterschiede in n-Salzsäure, n-Schwefelsäure und n-Natronlauge gegen Normalelektrode nach 120 Stunden.

c) Lösungsversuche.

Die Lösungsversuche wurden ebenfalls in n-Salzsäure, n-Schwefelsäure und n-Natronlauge durchgeführt. Zur Verwendung gelangten die Zinnbronzen Nr. 1 bis 6 (s. Tab. 1), die sich noch leicht mit spanabhebenden Werkzeugen bearbeiten ließen.

Je 2 gewogene Probeplättchen (21×17×2,5 mm) wurden in 500 ccm Versuchsflüssigkeit an Glashaken eingehängt, nach 600 Std. Einwirkungsdauer herausgenommen, gereinigt, getrocknet und zurückgewogen. In den Versuchsflüssigkeiten wurden die in Lösung gegangenen Kupfer- und Zinnmengen gewichtsanalytisch ermittelt.

In den Tab. 4 bis 6 sind die Versuchsergebnisse zusammengestellt. Setzt man den Gewichtsverlust des reinen Kupfers in n-Salzsäure (2,5285 g) gleich 100, so ergeben sich die in Spalte 9 der Tab. 4 bis 6 mitgeteilten Verhältniszahlen. In Abb. 5 sind die Verhältniszahlen der Gewichtsabnahmen und in Abb. 6 das in den Lösungen gefundene Verhältnis von Kupfer zu Zinn in Prozenten (Spalte 12 Tab. 4 bis 6) graphisch aufgetragen.

1. n-Salzsäure.

Reines Kupfer wurde bei Gegenwart von Sauerstoff von n-Salzsäure erheblich stärker angegriffen als alle untersuchten Zinn-Kupfer-Legierungen[1]. Der Angriff verringert sich mit zunehmendem Zinngehalt bis zu 14,81% Sn ziemlich regelmäßig, um bei 17,81% Sn wieder etwas anzusteigen (Abb. 5). Aus den Spannungsmessungen (Tab. 3 und Abb. 4) läßt sich dieses Verhalten nicht ableiten, da die Messung der Spannungs-

[1] Nach den Spannungsmessungen (Tab. 3, Abb. 4) erscheint dieses Ergebnis auffallend. Wir kommen darauf bei Besprechung der Lösungsversuche mit Zink-Kupfer-Legierungen (S. 13) noch zurück.

Tabelle 4. Lösungsversuche mit Zinn-Kupfer-Legierungen in n-Salzsäure.

1	2	3	4	5	6		7		8		9	10				11	12		13
Nr. der Proben	Abmessungen der Proben	Flüssigkeitsmenge	Versuchstemperatur	Versuchsdauer	Zusammensetzung der Legierungen		Gewicht der Proben		Gewichtsabnahme		Verhältniszahlen 2,5285 gleich 100 gesetzt	In der Lösung gefunden				In der Lösung gefundenes Kupfer u. Zinn	Verhältnis von Kupfer zu Zinn in der Lösung		Beobachtungen nach dem Versuch
												Kupfer		Zinn			Kupfer	Zinn	
							vor dem Versuch	nach dem Versuch	Einzelwert	Mittel		Einzelwert	Mittel	Einzelwert	Mittel				
	mm	cm³	°	Std.	Cu %	Sn %	g	g	g	g		g	g	g	g	g	%	%	
1a	21×17×2,5	500	18	600	100	—	8,1236	5,6874	2,4362	2,5285	100	2,4240	2,5205	—	—	2,5205	100	—	Sämtliche Proben stark angeätzt
1b							7,8220	5,2012	2,6208			2,6170							
2a					94,37	5,63	8,2520	6,3270	1,9250	2,1053	83,3	1,8100	1,9817	0,1090	0,1158	2,0975	94,5	5,5	
2b							8,3762	6,0906	2,2856			2,1534		0,1226					
3a					90,06	9,94	8,2816	6,7314	1,5502	1,8414	72,8	1,3968	1,6680	0,1484	0,1616	1,8296	91,2	8,8	
3b							7,9526	5,8200	2,1326			1,9392		0,1749					
4a					87,94	12,06	7,2582	5,9412	1,3170	1,5025	59,5	1,1608	1,3248	0,1509	0,1709	1,4957	88,9	11,1	
4b							7,2104	5,5224	1,6880			1,4888		0,1909					
5a					85,19	14,81	7,0934	5,7508	1,3426	1,3419	53,1	1,1340	1,1394	0,1862	0,1889	1,3283	85,8	14,2	
5b							7,7760	6,4348	1,3412			1,1448		0,1916					
6a					82,19	17,81	8,4338	7,0738	1,3600	1,4876	58,8	1,0860	1,1980	0,2130	0,2347	1,4327	83,6	16,4	
6b							8,0090	6,3938	1,6152			1,3100		0,2565					

Digitized by Google

Tabelle 5. Löslichkeitsversuche mit Zinn-Kupfer-Legierungen in n-Schwefelsäure.

1	2	3	4	5	6		7		8		9	10				11	12		13
Nr. der Proben	Abmessungen der Proben	Flüssigkeitsmenge	Versuchstemperatur	Versuchsdauer	Zusammensetzung der Legierungen		Gewicht der Proben		Gewichtsabnahme		Verhältniszahlen 2,5285 (aus Tabelle 1) gleich 100 gesetzt	In der Lösung gefunden				In der Lösung gefunden Kupfer und Zinn	Verhältnis von Kupfer zu Zinn in der Lösung		Beobachtungen nach dem Versuch
												Kupfer		Zinn					
					Einzelwert	Mittel	Einzelwert	Mittel											
	mm	cm³	°	Std.	Cu %	Sn %	vor dem Versuch g	nach dem Versuch g	g	g		g	g	g	g	g	Kupfer %	Zinn %	
1 a	21×17×2,5	500	18	600	100	—	7,6914	7,5538	0,1376	0,1213	4,80	0,1190	0,1033	—	—	0,1033	100	—	—
1 b							7,8450	7,7400	0,1050			0,0877							
2 a					94,37	5,63	8,2662	8,1670	0,0992	0,1044	4,13	0,0773	0,0817	0,0063	0,0076	0,0893	91,5	8,5	—
2 b							8,3016	8,1920	0,1096			0,0862		0,0090					
3 a					90,06	9,94	8,0868	7,9822	0,1046	0,1005	3,97	0,0778	0,0736	0,0085	0,0079	0,0815	90,3	9,7	—
3 b							7,2740	7,1776	0,0964			0,0694		0,0074					
4 a					87,94	12,06	7,3240	7,2200	0,1040	0,1016	4,02	0,0657	0,0621	0,0197	0,0217	0,0838	74,1	25,9	schwache rötliche Flecken
4 b							7,2710	7,1718	0,0992			0,0586		0,0237					
5 a					85,19	14,81	7,0144	6,9328	0,0816	0,0758	3,00	0,0107	0,0065	0,0500	0,0504	0,0569	11,4	88,6	rötliche Flecken
5 b							8,2510	8,1810	0,0700			0,0024		0,0508					
6 a					82,19	17,81	8,5664	8,5064	0,0600	0,0591	2,34	0,0008	0,0007	0,0455	0,0442	0,0449	1,5	98,5	rote Flecken
6 b							8,0866	8,0284	0,0582			0,0006		0,0429					

Tabelle 6. Löslichkeitsversuche mit Zinn-Kupfer-Legierungen in n-Natronlauge.

1	2	3	4	5	6		7		8		9	10				11	12		13
Nr. der Proben	Abmessungen der Proben	Flüssigkeitsmenge	Versuchstemperatur	Versuchsdauer	Zusammensetzung der Legierungen		Gewicht der Proben		Gewichtsabnahme		Verhältniszahlen 2,5285 (aus Tab. 1) gleich 100 gesetzt	In der Lösung gefunden				In der Lösung gefunden Kupfer u. Zinn	Verhältnis von Kupfer zu Zinn in der Lösung		Beobachtungen nach dem Versuch
												Kupfer		Zinn					
					Einzelwert	Mittel	Einzelwert	Mittel											
	mm	cm³	°	Std.	Cu %	Sn %	vor dem Versuch g	nach dem Versuch g	g	g		g	g	g	g	g	Kupfer %	Zinn %	
1 a	21×17×2,5	500	18	600	100	0	—	—	—	0,0588	2,33	—	0,0570	—	—	0,0570	100	—	Probe schwarzbraun angelaufen
1 b							8,0032	7,9444	0,0588			0,0570							
2 a					94,37	5,63	8,1832	8,1240	0,0592	0,0525	2,08	0,0572	0,0513	0,0043	0,0040	0,0553	92,8	7,2	
2 b							8,2612	8,2154	0,0458			0,0454		0,0038					
3 a					90,06	9,94	7,5524	7,5166	0,0358	0,0274	1,08	0,0373	0,0366	0,0035	0,0035	0,0401	91,0	9,0	
3 b							7,2220	7,2030	0,0190			0,0360		0,0035					
4 a					87,94	12,06	7,3100	7,2708	0,0392	0,0359	1,42	0,0403	0,0388	0,0063	0,0058	0,0446	84,8	15,2	
4 b							7,1080	7,0754	0,0326			0,0373		0,0053					
5 a					85,19	14,81	8,1786	8,1374	0,0412	0,0490	1,94	0,0390	0,0393	0,0121	0,0116	0,0509	77,2	22,8	
5 b							8,1650	8,1082	0,0568			0,0396		0,0112					
6 a					82,19	17,81	8,5446	8,5000	0,0446	0,0377	1,10	0,0390	0,0335	0,0137	0,0140	0,0475	70,5	29,5	
6 b							8,1490	8,1182	0,0308			0,0280		0,0154					

Digitized by Google

unterschiede für alle Legierungen nahezu die gleichen Spannungswerte ergab.

Die in den Lösungen gefundenen Zinn- und Kupfermengen entsprechen sowohl ihrer Gesamtmenge (Spalte 9 und 11 in Tab. 4) wie auch ihrem prozentualen Verhältnis nach (Spalte 12 in Tab. 4) den in Lösung gegangenen Anteilen an Zinn und Kupfer.

In Abb. 6 gibt die mit *L* bezeichnete Linie die Kupfergehalte der Legierungen an, der mit HCl bezeichnete Kurvenzug entspricht dem in den Lösungen gefundenen Verhältnis von Kupfer zu Zinn in Prozenten (Spalte 12 in Tab. 4). Die geringen Abweichungen der beiden Kurven voneinander liegen noch innerhalb der Fehlergrenzen des Verfahrens. Aus obigen Versuchen ergibt sich, daß bei den Legierungen von 0 bis etwa 18% Sn in n-Salzsäure Zinn und Kupfer in ihrem Legierungsverhältnis in Lösung gehen. Eine Wiederabscheidung von Kupfer findet nicht statt.

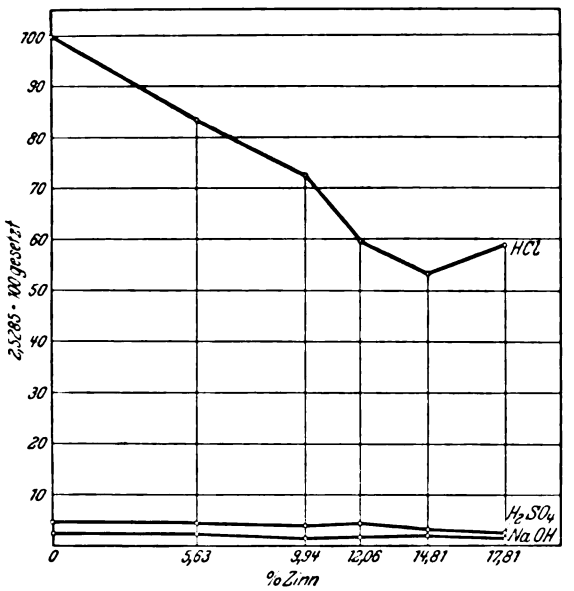


Abb. 5. Verhältniszahlen der Gewichtsabnahmen der Zinn-Kupfer-Legierungen in HCl, H_2SO_4 und NaOH.

2. n-Schwefelsäure.

Setzt man die Gewichtsabnahme des reinen Kupfers in n-Salzsäure = 100, so ist die Verhältniszahl in n-Schwefelsäure nur 4,8 (Spalte 9 in Tab. 5). Mit steigendem Zinngehalt sinkt der Angriff noch weiter ab.

In Abb. 5 sind die Verhältniszahlen eingetragen.

Die Messung der Spannungsunterschiede (Tab. 3 und Abb. 4) läßt mit dem Auftreten der δ-Kristallart einen deutlichen Anstieg nach der unedleren Seite hin erkennen. Wichtigen Aufschluß über die Vorgänge beim Angriff der Bronzen in n-Schwefelsäure ergibt die Analyse der Lösungen (Abb. 6 und Spalte 12 in Tab. 5).

Hiernach gehen im Gebiet der reinen α-Mischkristalle Zinn und Kupfer in ihren Legierungsverhältnissen in Lösung, eine Wiederabscheidung von Kupfer aus der Lösung findet nicht statt.

Schon bei Legierung 4, die nach der Gefügeuntersuchung bereits Spuren des Eutektoids $\alpha + \delta$ aufweist (Abb. 2), war erheblich mehr Zinn in der Lösung vorhanden als dem Legierungsverhältnis entspricht. Bei den Legierungen 5 und 6 waren nur noch sehr geringe Mengen von Kupfer in den Lösungen nachweisbar. Das zunächst ebenfalls in Lösung gehende Kupfer hatte sich, wie auch die roten Flecke auf den Proben anzeigten, wieder auf den Plättchen niedergeschlagen.

3. n-Natronlauge.

In n-Natronlauge waren die Gewichtsverluste noch geringer als in n-Schwefelsäure. Die Verhältniszahl für Kupfer beträgt hier nur 2,33 (Spalte 9 der Tab. 6).

Mit steigendem Zinngehalt sinkt der Angriff weiter schwach ab (s. Tab. 6 und Abb. 5).

Die Messung der Spannungsunterschiede gegen die Normalelektrode ergab noch unedlere Werte als in n-Salzsäure (s. Tab. 3 und Abb. 4).

Mit steigendem Zinngehalt steigt der Spannungswert nach der unedleren Seite zu schwach an.

Im Gebiet der reinen α-Mischkristalle gehen Kupfer und Zinn in ihren Legierungsverhältnissen in Lösung.

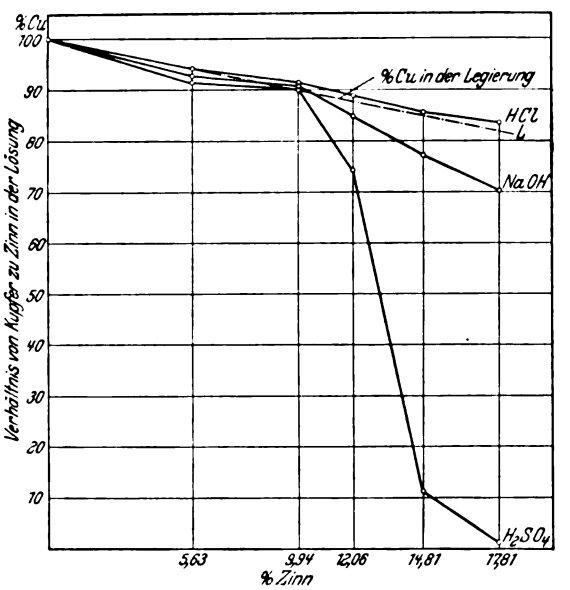


Abb. 6. Verhältnis von Kupfer zu Zinn in den Lösungen.

Bereits bei Legierung 4 mit 12,06% Zinn war jedoch in der Lösung mehr Zinn vorhanden als dem Legierungsverhältnis entspricht, der Überschuß an Zinn stieg allmählich mit steigendem Zinngehalt (Abb. 6). Das gelöste Kupfer hatte sich auch hier, zum Teil als oxydische Kupferverbindung, auf den Proben wieder niedergeschlagen.

II. Zink-Kupfer-Legierungen.

a) Herstellung der Proben.

Das zu den Versuchen verwendete Zink war nahezu chemisch reines Elektrolytzink.

Die Legierungen wurden in Graphittiegeln im Helberger-Ofen erschmolzen und in eisernen Kokillen zu Blöckchen von 100 × 80 × 17 mm Abmessungen vergossen.

Die Blöckchen wurden von 17 mm Dicke auf 14 mm abgehobelt und dann auf 7 mm heruntergewalzt.

Insgesamt wurden 11 Legierungen erschmolzen. In Tab. 7 ist die chemische Zusammensetzung der Legierungen angegeben. Nach dem Erstarrungs- und Umwandlungsschaubild der Zink-Kupfer-Legierungen

Digitized by Google

(Abb. 7) handelt es sich bei den Legierungen 1 bis 8 um α-Messinge, bei den Legierungen 9 und 10 um $\alpha + \beta$-Messinge, und bei Legierung 11 um reines

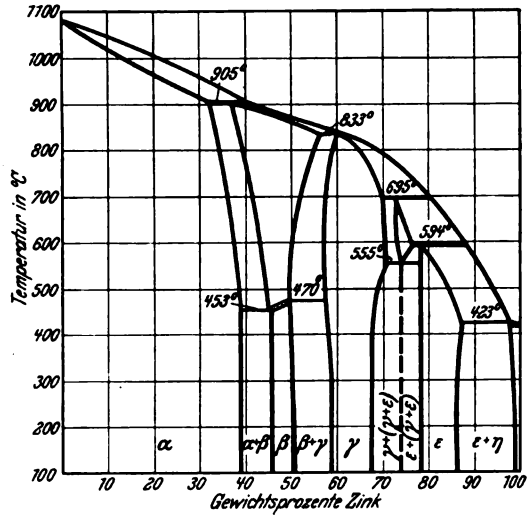


Abb. 7. Erstarrungs- und Umwandlungsschaubild der Zink-Kupfer-Legierungen. Nach O. Bauer und M. Hansen.

β-Messing. In Tab. 7 sind nähere Angaben über das Auswalzen sowie über die Glühbehandlung nach dem Auswalzen gemacht.

Aus den ausgeglühten Stücken wurden die für die Versuche erforderlichen Proben entnommen.

Tabelle 7. Chemische Zusammensetzung, Gefüge und Wärmebehandlung der Zink-Kupfer-Legierungen.

Nr.	Chemische Zusammensetzung Cu %	Zn %	Gefügeaufbau (Abb. 7)	Herstellung des Probematerials	Wärmebehandlung
1	100	—	Kupfer	Die gegossenen Blöckchen von 17 mm Dicke auf 14 mm gehobelt, dann auf 7 mm kalt heruntergewalzt	2 Std. bei 700° geglüht
2	95,70	4,30	α		
3	90,45	9,55	α		
4	85,40	14,60	α		
5	80,45	19,55	α		
6	75,05	24,95	α		
7	70,20	29,80	α		
8	65,55	34,45	α		3 Std. bei 650° und 26 Std. bei 600° geglüht
9	59,78	40,22	$\alpha + \beta$	wie oben, nur warm auf 7 mm heruntergewalzt	3 Std. bei 700°, 2 Std. bei 650° und 3 Std. bei 400° geglüht
10	56,43	43,57	$\alpha + \beta$		
11	51,63	48,37	β		

b) Spannungsmessungen.

1. In Kochsalzlösung.

In einer früheren Arbeit[1] haben wir bereits die Spannungsunterschiede der Zink-Kupfer-Legierungen von 0 bis 100% Zink in 1% Kochsalzlösung gegen die n-Kalomelelektrode festgestellt. Abb. 8 gibt die damals ermittelten Spannungswerte wieder. Hiernach wird der Spannungswert innerhalb des Bereiches der α-Mischkristalle mit steigendem Zinkgehalt nur kaum merklich unedler. Mit dem Auftreten der β-Phase ändert er sich sprunghaft nach der unedleren Seite hin, ebenso beim Auftreten der ε-Kristallart.

2. In Salzsäure, Schwefelsäure und Natronlauge.

Für die Spannungsmessungen in n-Salzsäure, n-Schwefelsäure und n-Natronlauge verwandten wir die in Tab. 7 aufgeführten 11 Messinglegierungen.

Die Messungen erfolgten in der gleichen Weise wie bei den Zinn-Kupfer-Legierungen. Die Ergebnisse sind in Tab. 8 zusammengestellt und in Abb. 9 graphisch aufgetragen.

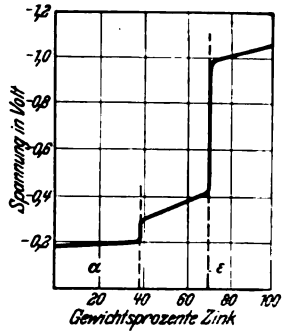


Abb. 8. Zink-Kupfer-Legierungen. Spannungsunterschiede in 1 proz. NaCl-Lösung gegen Normalelektrode nach 120 Stunden. (Bauer und Vollenbruck.)

Aus Tab. 8 und Abb. 9 geht folgendes hervor: Der Spannungswert in n-Salzsäure steigt im α-Mischkristallbereich nur ganz langsam nach der unedleren Seite zu an, bei Auftreten der β-Kristallart wird er sprunghaft unedler.

Die Spannungswerte für n-Schwefelsäure liegen erheblich tiefer als die für n-Salzsäure. Der Verlauf der Kurve ist ganz derselbe wie bei n-Salzsäure.

In n-Natronlauge bedeckten sich die Proben allmählich mit einer schwarzen Schicht einer Kupfer-Sauerstoff-Verbindung[1] (vermutlich Kupferoxyd), wobei der Spannungswert dem des reinen Kupfers sehr nahe lag. Nach 5 Stunden war die Kupferoxydschicht erst bis zur Legierung 5 mit 19,55% Zn vorgeschritten, die Legierung 6 zeigte noch das unedle Potential des Messings.

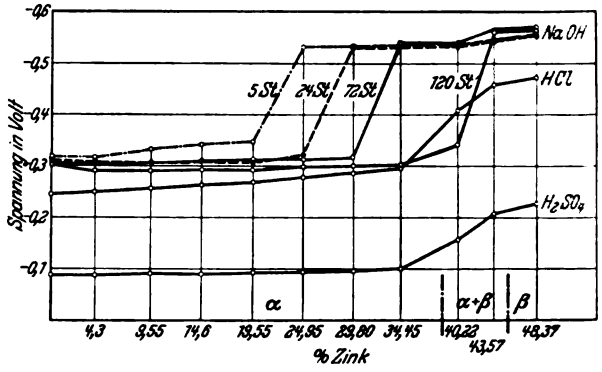


Abb. 9. Zink-Kupfer-Legierungen. Spannungsunterschiede in n-Salzsäure, n-Schwefelsäure und n-Natronlauge gegen n-Elektrode in 120 Stunden.

Nach 24 Std. war bereits Legierung 6, nach 72 Std. Legierung 7 und nach 120 Std. Legierung 9 mit 40,22% Zink mit der schwarzen Schicht bedeckt, so daß nur noch die Legierungen 10 und 11 das wirkliche Messingpotential zeigten. Bei Spannungsmessungen von Messing in Natronlauge mißt man somit in der Regel nicht das wirkliche Messingpotential, sondern das Potential von Messing mit einer Deckschicht, die in der Hauptsache aus Kupferoxyd besteht.

[1] O. Bauer und O. Vollenbruck: Härtebestimmungen und Spannungsmessungen mit Zink-Kupferlegierungen. Z. Metallkunde Bd. 19, S. 86, 1927; Mitt. Materialpr.-Amt, Sonderheft III, S. 68. 1927. Berlin: Julius Springer.

[1] Die schwarze Schicht löst sich leicht in Flußsäure. Zur Bildung der Schicht vgl. Kohlschütter und Tüscher: Z. anorg. allg. Chem. Bd. 111, S. 193. 1920. — Evans: Trans. Chem. Soc. Bd. 127, S. 2490. 1925. — Kellner und Curtis: Ind. Eng. Chem. Bd. 22, S. 1321. 1930.

Digitized by Google

Tabelle 8. Spannungsmessungen mit Zink-Kupfer-Legierungen.

Nr.	Zusammensetzung Cu %	Zusammensetzung Zn %	Elektrolyt	Spannung gegen n-Kalomelelektrode KCl, Hg_2Cl_2/Hg Z 0	Z 1	Z 5	Z 24	Z 48	Z 72	Z 120	Elektrolyt bewegt
1	100,00	—	n-Salzsäure (36,5 g HCl im l)	—0,309	—0,308	—0,309	—0,293	—0,277	—0,262	—0,242	—0,228
2	95,70	4,30		0,284	0,314	0,316	0,298	0,279	0,268	0,248	0,238
3	90,45	9,55		0,303	0,325	0,323	0,306	0,287	0,276	0,255	0,249
4	85,40	14,60		0,321	0,332	0,333	0,311	0,290	0,281	0,263	0,257
5	80,45	19,55		0,322	0,332	0,336	0,313	0,293	0,283	0,267	0,261
6	75,05	24,95		0,356	0,345	0,345	0,323	0,303	0,294	0,277	0,271
7	70,20	29,80		0,386	0,359	0,357	0,332	0,313	0,303	0,287	0,282
8	65,55	34,45		0,312	0,348	0,360	0,333	0,316	0,307	0,293	0,287
9	59,78	40,22		0,282	0,372	0,391	0,395	0,394	0,399	0,407	0,381
10	56,43	43,57		0,385	0,428	0,442	0,452	0,457	0,458	0,458	0,428
11	51,63	48,37		0,364	0,432	0,456	0,472	0,470	0,471	0,471	0,430
1	100,00	—	n-Schwefelsäure (49 g H_2SO_4 im l)	—0,113	—0,130	—0,128	—0,111	—0,103	—0,101	—0,085	—0,090
2	95,70	4,30		0,152	0,123	0,128	0,110	0,103	0,100	0,084	0,088
3	90,45	9,55		0,160	0,130	0,118	0,108	0,101	0,100	0,087	0,087
4	85,40	14,60		0,138	0,120	0,118	0,110	0,104	0,102	0,088	0,089
5	80,45	19,55		0,148	0,120	0,111	0,108	0,101	0,102	0,088	0,089
6	75,05	24,95		0,160	0,136	0,130	0,116	0,109	0,104	0,091	0,093
7	70,20	29,80		0,168	0,139	0,131	0,116	0,110	0,106	0,092	0,095
8	65,55	34,45		0,131	0,151	0,150	0,122	0,116	0,112	0,099	0,101
9	59,78	40,22		0,131	0,140	0,135	0,128	0,133	0,150	0,158	0,137
10	56,43	43,57		0,108	0,162	0,188	0,206	0,207	0,208	0,205	0,178
11	51,63	48,37		0,191	0,183	0,203	0,219	0,226	0,232	0,224	0,178
1	100,00	—	n-Natronlauge (40 g NaOH im l)	—0,326	—0,317	—0,318	—0,311	—0,302	—0,309	—0,303	—0,285
2	95,70	4,30		0,318	0,320	0,318	0,309	0,304	0,307	0,292	0,290
3	90,45	9,55		0,326	0,332	0,332	0,306	0,302	0,307	0,291	0,289
4	85,40	14,60		0,341	0,334	0,334	0,306	0,301	0,310	0,292	0,290
5	80,45	19,55		0,378	0,346	0,336	0,306	0,301	0,312	0,292	0,291
6	75,05	24,95		0,490	0,526	0,532	0,322	0,308	0,312	0,298	0,293
7	70,20	29,80		0,502	0,530	0,532	0,532	0,318	0,315	0,300	0,295
8	65,55	34,45		0,512	0,535	0,538	0,533	0,531	0,540	0,301	0,299
9	59,78	40,22		0,500	0,532	0,538	0,533	0,531	0,540	0,340	0,302
10	56,43	43,57		0,535	0,540	0,547	0,547	0,533	0,566	0,562	0,539
11	51,63	48,37		0,539	0,540	0,554	0,557	0,554	0,568	0,563	0,541

c) Lösungsversuche.

Für die Lösungsversuche in n-Salzsäure, n-Schwefelsäure, n-Natronlauge wurden aus den gewalzten Blechstreifen (Tab. 7) Probeplättchen von den Abmessungen 45 × 30 × 3 mm entnommen.

Die Versuchsanordnung war die gleiche wie bei den Lösungsversuchen mit den Bronzeproben.

In den Tab. 9 bis 11 sind die Ergebnisse zusammengestellt. Die Verhältniszahlen der Gewichtsabnahmen (10 = 100 gesetzt) sind in Abb. 10, das in den Lösungen gefundene Verhältnis von Kupfer zu Zink in Prozenten in Abb. 11 graphisch aufgetragen.

1. n-Salzsäure.

Reines Kupfer wird von n-Salzsäure bei Gegenwart von Sauerstoff stärker angegriffen als die technischen Zink-Kupfer-Legierungen. Der Angriff sinkt mit steigendem Zn-Gehalt ziemlich regelmäßig (Abb. 10).

Die in den Lösungen gefundenen prozentualen Zink- und Kupfergehalte entsprechen bis 29,8% Zink (Legierung 7) dem tatsächlichen Legierungsverhältnis (Abb. 11). Die an der Grenze der α-Mischkristalle liegende Legierung 8 mit 34,45% Zink weist sehr schwankende Gewichtsabnahmen auf, auch in der Lösung wurde mehr Zink gefunden als dem Legierungsverhältnis entspricht.

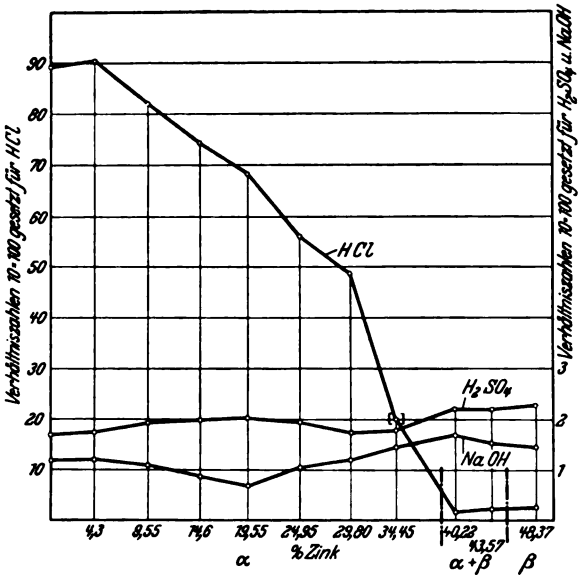


Abb. 10. Verhältniszahlen der Gewichtsabnahmen der Zink-Kupfer-Legierungen in HCl, H_2SO_4 und NaOH.

Mit dem Auftreten der β-Kristallart sinkt die Gewichtsabnahme sehr stark ab, in den Lösungen konnte nur noch Zink nachgewiesen werden. Die Proben waren kupferrot, ein Zeichen, daß sich das in Lösung gegangene Kupfer wieder abgeschieden hatte.

Digitized by Google

Tabelle 9. Lösungsversuch mit Zink-Kupfer-Legierungen in n-Salzsäure.

1	2	3	4	5	6		7		8		9	10				11	12		13
Nr. der Proben	Abmessungen der Proben	Flüssigkeitsmenge	Versuchstemperatur	Versuchsdauer	Zusammensetzung der Legierungen		Gewicht der Proben		Gewichtsabnahme		Verhältniszahlen 10 gleich 100 gesetzt	In der Lösung gefunden				In der Lösung gefunden Kupfer u. Zink	Verhältnis von Kupfer zu Zink in der Lösung		Aussehen der Proben nach dem Versuch
												Kupfer		Zink					
					Cu	Zn	vor dem Versuch	nach dem Versuch	Einzelwert	Mittel		Einzelwert	Mittel	Einzelwert	Mittel		Kupfer	Zink	
	mm	cm³	°	Std.	%	%	g	g	g	g		g	g	g	g	g	%	%	
1a					100	—	34,8570	25,6720	9,1850	8,9338	89,34	9,1853	8,9346	—	—	8,9346	100	—	
1b							34,9436	26,2610	8,6826			8,6839		—					
2a					95,70	4,30	34,6006	25.8898	8,7108	9,0494	90,49	8,3593	8,6804	0,3623	0,3812	9,0616	95,80	4,20	dunkel rotbraun
2b							35,9700	26,5820	9,3880			9,0014		0,4000					
3a					90,45	9,55	34,0522	25,9680	8,0842	8,2027	82,03	7,3160	7,4280	0,7717	0,7844	8,2124	90,45	9,55	
3b							34,2640	25,9428	8,3212			7,5400		0,7970					
4a					85,40	14,60	34,4518	26,7380	7,7138	7,4520	74,52	6,6400	6,3890	1,0970	1,0550	7,4440	85,83	14,17	
4b							34,0892	26,8990	7,1902			6,1380		1,0130					
5a					80,45	19,55	34,6818	27,7280	6,9538	6,8271	68,27	5,6215	5,5120	1,3590	1,3295	6,8415	80,58	19,42	
5b							34,7280	28,0277	6,7003			5,4025		1,3000					
6a	45×30×3	500	etwa 18	600	75,05	24,95	34,7524	29,0636	5,6888	5,5628	55,63	4,3150	4,2175	1,3960	1,3645	5,5820	75,55	24,45	hell rotbraun
6b							34,8138	29,3770	5,4368			4,1200		1,3330					
7a					70,20	29,80	33,6679	28,8657	4,8022	4,8740	48,74	3,4160	3,4580	1,4180	1,4175	4,8755	70,83	29,17	
7b							33,5512	28,6054	4,9458			3,5160		1,4170					
8a					65,55	34,45	35,0664	31,9070	3,1594	[1,9534]	[19,53]	1,9860	[1,1095]	1,5830	[1,0558]	2,1653	[51,24]	[48,76]	gelb mit Kupferflecken
8b							35,1094	34,3620	0,7474			0,2330		0,5286					
9a					59,78	40,22	33,2620	33,0842	0,1778	0,1755	1,76	Spur	—	0,1816	0,1789	0,1789	—	100	
9b							33,4852	33,3120	0,1732					0,1762					
10a					56,43	43,57	34,5938	34,3692	0,2246	0,2192	2,19	Spur	—	0,2330	0,2290	0,2290	—	100	kupferrot
10b							34,5642	34,3504	0,2138					0,2250					
11a					51,63	48,37	35,2234	34,9892	0,2342	0,2326	2,32	fehlt	—	0,2386	0,2358	0,2358	—	100	
11b							34,2500	34,0190	0,2310					0,2330					

Digitized by Google

Tabelle 10. Lösungsversuch mit Zink-Kupfer-Legierungen in n-Schwefelsäure.

1	2	3	4	5	6		7		8		9	10				11	12		13
Nr. der Proben	Abmessungen der Proben	Flüssigkeitsmenge	Versuchstemperatur	Versuchsdauer	Zusammensetzung der Legierungen		Gewicht der Proben		Gewichtsabnahme		Verhältniszahlen 10 gleich 100 gesetzt	In der Lösung gefunden				In der Lösung gefunden Kupfer u. Zink	Verhältnis von Kupfer zu Zink in der Lösung		Aussehen der Proben nach dem Versuch
												Kupfer		Zink					
					Cu	Zn	vor dem Versuch	nach dem Versuch	Einzelwert	Mittel		Einzelwert	Mittel	Einzelwert	Mittel		Kupfer	Zink	
	mm	cm³	°	Std.	%	%	g	g	g	g		g	g	g	g	g	%	%	
1a					100	—	34,8850	34,7140	0,1710	0,1682	1,68	0,1718	0,1693	—	—	0,1693	100	—	hellrot
1b							34,8854	34,7200	0,1654			0,1668							
2a					95,70	4,30	35,5336	35,3568	0,1768	0,1712	1,71	0,1700	0,1640	0,0077	0,0080	0,1720	95,35	4,65	
2b							35,3136	35,1480	0,1656			0,1580		0,0083					
3a					90,45	9,55	34,0682	33,8886	0,1796	0,1934	1,93	0,1613	0,1752	0,0178	0,0194	0,1946	90,04	9,96	rotgelb
3b							34,7070	34,4998	0,2072			0,1890		0,0210					
4a					85,40	14,60	34,1965	34,0162	0,1803	0,1940	1,94	0,1553	0,1665	0,0276	0,0292	0,1957	85.08	14,92	gelb
4b							33,9572	33,7496	0,2076			0,1778		0,0308					
5a					80,45	19,55	34,9448	34,7337	0,2111	0,2041	2,04	0,1702	0,1644	0,0425	0,0423	0,2067	79,54	20,46	gelb mit dunklen Flecken
5b							34,8122	34,6152	0,1970			0,1586		0 0401					
6a	45×30×3	500	etwa 18	600	75,05	24,95	34,7610	34,5760	0,1850	0,1907	1,91	0,1395	0,1440	0,0486	0,0488	0,1928	75,21	24,79	gelb
6b							34,7833	34,5870	0,1963			0,1485		0,0490					
7a					70,20	29,80	33,5369	33,3636	0,1733	0,1724	1,72	0,1222	0,1224	0,0523	0,0525	0,1749	70,00	30,00	
7b							33,5436	33,3722	0,1714			0,1226		0,0527					
8a					65,55	34,45	35,0720	34,8903	0,1817	0,1784	1,78	0,0674	0,0789	0,1199	0,1075	0,1864	42,33	57,67	gelb mit rotschwarzen Flecken
8b							35,0130	34,8380	0,1750			0,0903		0,0951					
9a					59,78	40,22	33,5300	33,3084	0,2216	0,2207	2,21	0,0010	0,0008	0,2242	0,2232	0,2240	0,36	99,64	gelbrot
9b							33,7228	33,5030	0,2198			0,0005		0,2223					
10a					56,43	43,57	34,4072	34,1870	0,2202	0,2194	2,19	0,0003	0,0004	0,2241	0,2232	0,2236	0,18	99,82	rot
10b							34,6422	34,4236	0,2186			0,0004		0,2222					
11a					51,63	48,37	34,5260	34,2942	0,2318	0,2288	2,29	—	—	0,2347	0,2312	0,2312	—	100	dunkelrot
11b							35,5592	35,3334	0,2258					0,2276					

Digitized by Google

Tabelle 11. Lösungsversuche mit Zink-Kupfer-Legierungen in n-Natronlauge.

1	2	3	4	5	6		7		8		9	10				11	12		13
												In der Lösung gefunden							
												Kupfer		Zink					
Nr. der Proben	Abmessungen der Proben	Flüssigkeitsmenge	Versuchstemperatur	Versuchsdauer	Zusammensetzung der Legierungen		Gewicht der Proben		Gewichtsabnahme		Verhältniszahlen 10 gleich 100 gesetzt	Einzelwert	Mittel	Einzelwert	Mittel	In der Lösung gefunden Kupfer u. Zink	Verhältnis von Kupfer zu Zink in der Lösung		Aussehen der Proben nach dem Versuch
					Cu	Zn	vor dem Versuch	nach dem Versuch[1]	Einzelwert	Mittel							Kupfer	Zink	
	mm	cm³	°	Std.	%	%	g	g	g	g		g	g	g	g	g	%	%	
1a					100,00	—	35,0352	34,9078	0,1274	0,1187	1,19	0,0208	0,0202	—	—	0,0202	100,00	—	
1b							34,8316	34,7216	0,1100			0,0196							
2a					95,70	4,30	35,4762	35,3532	0,1230	0,1205	1,20	0,0196	0,0192	0,0061	0,0058	0,0250	76,80	23,20	
2b							35,4752	35,3572	0,1180			0,0188		0,0055					
3a					90,45	9,55	34,5240	34,4160	0,1080	0,1091	1,09	0,0160	0,0168	0,0106	0,0105	0,0273	61,54	38,46	
3b							33,9038	33,7936	0,1102			0,0176		0,0104					
4a					85,40	14,60	34,1078	34,0230	0,0848	0,0853	0,85	0,0185	0,0182	0,0133	0,0128	0,0310	58,70	41,30	Probe mit einem tiefschwarzen Belag bedeckt
4b							33,9242	33,8384	0,0858			0,0178		0,0122					
5a					80,45	19,55	34,7811	34,7124	0,0687	0,0679	0,68	0,0185	0,0170	0,0140	0,0140	0,0310	54,84	45,16	
5b							34,7496	34,6826	0,0670			0,0155		0,0140					
6a	45 × 30 × 3	500	etwa 18	600	75,05	24,95	34,7841	34,6700	0,1141	0,1053	1,05	0,0198	0,0192	0,0281	0,0269	0,0461	41,65	58,35	
6b							34,8865	34,7900	0,0965			0,0185		0,0256					
7a					70,20	29,80	33,6114	33,4946	0,1168	0,1202	1,20	0,0203	0,0222	0,0358	0,0359	0,0581	38,21	61,79	
7b							33,4814	33,3578	0,1236			0,0243		0,0360					
8a					65,55	34,45	35,2790	35,1350	0,1440	0,1442	1,44	0,0238	0,0239	0,0508	0,0515	0,0754	31,70	68,30	
8b							35,0992	34,9548	0,1444			0,0248		0,0521					
9a					59,78	40,22	33,8534	33,6870	0,1664	0,1690	1,69	0,0030	0,0018	0,0895	0,0873	0,0891	2,02	97,98	grau-braun
9b							33,5840	33,4124	0,1716			0,0007		0,0850					
10a					56,43	43,57	34,5142	34,3684	0,1458	0,1500	1,50	0,0005	0,0005	0,1025	0,0992	0,0997	0,50	99,50	braun-gelb
10b							34,7270	34,5728	0,1542			0,0005		0,0959					
11a					51,63	48,37	35,3944	35,2500	0,1444	0,1432	1,43	0,0010	0,0010	0,0991	0,0989	0,0999	1,0	99,0	gelb-rot
11b							34,5820	34,4500	0,1420			0,0010		0,0987					

[1] Nach Entfernung des Belages.

Digitized by Google

2. n-Schwefelsäure.

n-Schwefelsäure greift im Vergleich mit n-Salzsäure Kupfer und die technischen α-Zink-Kupfer-Legierungen nur sehr schwach an. Mit steigendem Zinkgehalt wird der Gesamtgewichtsverlust etwas stärker (Tab. 10 und Abb. 10).

Die Untersuchung der Lösungen ergab das gleiche Bild wie bei Salzsäure (Abb. 11).

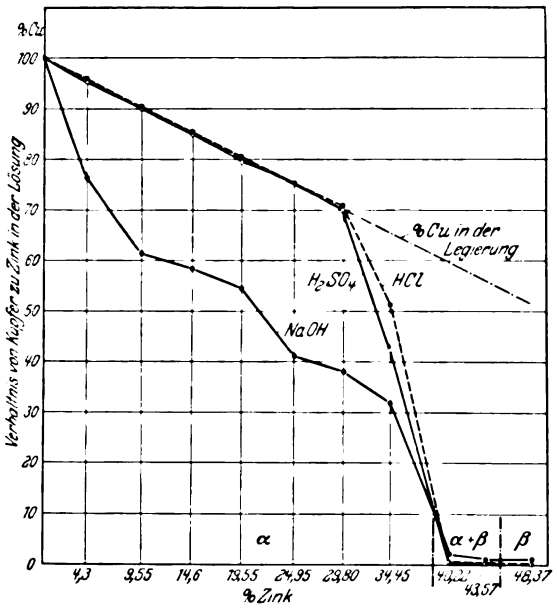


Abb. 11. Verhältnis von Kupfer zu Zink in den Lösungen.

Mit dem Auftreten der β-Kristalle (Nr. 9 bis 11) schied sich das in Lösung gegangene Kupfer wieder ab, so daß die Flüssigkeiten schließlich nur noch Spuren von Kupfer enthielten.

3. n-Natronlauge.

Der Gesamtgewichtsverlust der Zink-Kupfer-Legierungen war in n-Natronlauge noch geringer als in n-Schwefelsäure (Tab. 11 und Abb. 10).

Der bereits bei Besprechung der Spannungswerte erwähnte schwarze Niederschlag einer Kupfer-Sauerstoff-Verbindung trat bei den Löslichkeitsversuchen in noch stärkerem Maße auf, so daß sich selbst bei den ganz zinkarmen Legierungen in den Lösungen das prozentuale Verhältnis von Kupfer zum Zink stark nach der Seite des Zinks hin verschoben hatte (Tab. 11 und Abb. 11). Mit dem Auftreten der β-Kristallart war die Abscheidung des Kupfers nahezu vollständig.

III. Versuche zur Erklärung der festgestellten Korrosionserscheinungen.

Bei den bisher beschriebenen Versuchen hatte stets der Sauerstoff der Luft Zutritt zu den Lösungen. Es wurde nun untersucht, ob auch ohne diesen Korrosion zu beobachten ist. Zu diesem Zweck wurden Messing- bzw. Kupferplättchen (45×13×3 mm) in Präparatengläser von 26 mm Durchmesser und 160 mm Länge eingesetzt. Das obere Ende der Gläser wurde zu einer Kapillaren zusammengezogen, durch die 50 cm³ n-Salzsäure eingefüllt wurden. Dann wurden die Gefäße mit der Wasserstrahlpumpe evakuiert und unter diesem Vakuum an der Kapillaren abgeschmolzen. Nach 600 Std. wurden die Gefäße geöffnet, die Plättchen abgespült, getrocknet und ihr Gewichtsverlust bestimmt. Tab. 12 zeigt die Ergebnisse.

Tabelle 12.
Lösungsversuche mit Kupfer und Zink-Kupfer-Legierungen in n-Salzsäure unter Luftausschluß. Versuchstemperatur etwa 21°. Versuchsdauer 600 Std.

Zusammensetzung der Legierung		Gewicht der Probe		Gewichtsabnahme	
Cu %	Zn %	vor dem Versuch	nach dem Versuch	Einzelwert in g	Mittelwert in g
100,00	—	14,4378	14,4357	0,0021	0,0016
		14,5975	14,5964	0,0011	
85,4	14,6	14,3303	14,3296	0,0007	0,0008
		14,4048	14,4040	0,0008	
65,55	34,45	14,8093	14,8090	0,0003	0,0003
		14,4578	14,4576	0,0002	
59,78	40,22	14,2173	14,2170	0,0003	0,0003
		14,2271	14,2268	0,0003	

Der Gewichtsverlust war, wie Tab. 12 zeigt, in allen Fällen nur sehr gering. Ob und wieweit die geringen Gewichtsabnahmen auf Versuchsfehlern beruhen (z. B. nicht völlige Entfernung des Sauerstoffs) bleibe dahingestellt. Der Hauptfaktor der Korrosion bei den früheren Versuchen ist hiernach unzweifelhaft der Sauerstoff der Luft, der als Depolarisator wirkt.

Wie die Versuche der Tab. 9 gezeigt hatten, wurde auffallenderweise Kupfer bei Luftzutritt von normaler Salzsäure stärker angegriffen als Messing.

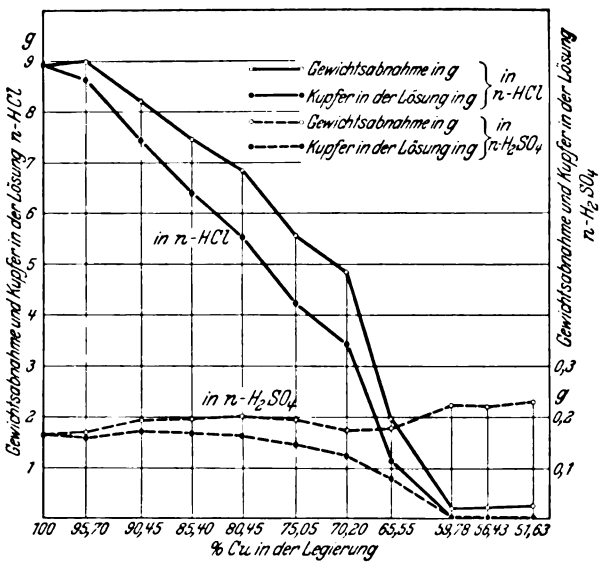


Abb. 12. Gewichtsabnahme von Zink-Kupfer-Legierungen in n-Salzsäure, n-Schwefelsäure und Kupfergehalt der Lösungen nach Beendigung der Versuche.

Nach der Spannungsreihe (Tab. 8) hätte man das umgekehrte Verhalten erwarten sollen. Zur Erklärung dieser Erscheinung lag es daher nahe, dieses Verhalten auf eine korrosionsbeschleunigende Wirkung des Kupferchlorids in der Lösung zurückzuführen. In Abb. 12 ist als Abszisse der Gehalt der Legierung an Kupfer, als Ordinate erstens der Gewichtsverlust der Legierung in normaler Salzsäure, zweitens der Kupfergehalt der Korrosionslösung am Ende des Versuchs eingezeichnet (alles nach Versuchen der Tab. 9). Beide Kurven zeigen ähnlichen Verlauf.

Digitized by Google

Tabelle 13. Abhängigkeit der Auflösungsgeschwindigkeit von Kupfer in normaler Salzsäure und normaler Schwefelsäure von der Zeit. (Versuchstemperatur etwa 21°.)

Versuchsdauer in Tagen			0	1	2	3	4	5	7
Versuchsflüssigkeit: n-Salzsäure Versuchsdauer in Tagen									
Gewicht der Probe in Gramm		a	0,9511	0,9425	0,9176	0,8478	0,7392	0,5740	0,3514
		b	0,9225	0,9146	0,8918	0,8225	0,7062	0,5651	0,3495
Gewichtsabnahme je Tag	Einzelwerte	a		0,0086	0,0249	0,0698	0,1086	0,1652	0,2226:2
		b		0,0079	0,0228	0,0693	0,1163	0,1447	0,2120:2
	Mittel			**0,0083**	**0,0239**	**0,0696**	**0,1125**	**0,1550**	**0,1087**
Versuchsflüssigkeit: n-Schwefelsäure									
Gewicht der Probe in Gramm		a	0,9379	0,9350	0,9327	0,9305	0,9280	0,9255	0,9213
		b	0,9273	0,9243	0,9220	0,9199	0,9175	0,9153	0,9112
Gewichtsabnahme je Tag	Einzelwerte	a		0,0029	0,0023	0,0022	0,0025	0,0025	0,0042:2
		b		0,0030	0,0023	0,0021	0,0024	0,0022	0,0041:2
	Mittel			**0,0030**	**0,0023**	**0,0022**	**0,0025**	**0,0024**	**0,0021**

Bei der Korrosion von Zink-Kupfer-Legierungen in normaler Schwefelsäure ist dieser Gleichlauf von Korrosion und Kupfergehalt der Korrosionslösung nicht vorhanden (vgl. Tab. 10 und Abb. 12). Dieser Unterschied hängt zweifellos mit dem unterschiedlichen Verhalten zwischen Kupfer-(I)-sulfat und Kupfer-(I)-chlorid zusammen[1]. Kupfer-(I)-sulfat ist ein unbeständiges Salz, das im festen Zustande nicht bekannt und in Schwefelsäure nur wenig löslich ist[2].

Kupfer-(I)-chlorid hingegen ist als festes Salz wohlbekannt und in Salzsäure beträchtlich löslich[3].

Der folgende Versuch zeigt das verschiedene Verhalten der schwefel- und salzsauren Kupfersalze gegenüber Kupfer sehr deutlich. Kupferplättchen wurden, wie auf S. 13 geschildert, unter dem Vakuum der Wasserstrahlpumpe mit normaler Kupfer-(II)-sulfat- und Kupfer-(II)-chloridlösung bei Zimmertemperatur zur Reaktion gebracht. Beide Lösungen waren anfänglich blau. Die Kupfer-(II)-sulfatlösung behielt diese Farbe während der ganzen Versuchsdauer, während die Kupfer-(II)-chloridlösung sich im Laufe einiger Stunden grün färbte. Wurde nun die grüne Chloridlösung ohne das Kupferplättchen der Luft ausgesetzt, so wurde sie innerhalb eines Tages wieder blau. Das Kupferchlorid wirkt also als Sauerstoffüberträger. Sehr gut lassen sich diese Verhältnisse auch beobachten bei der Zeitabhängigkeit der Korrosionsgeschwindigkeit von Kupfer in Salzsäure und in Schwefelsäure bei Luftzutritt. Nach dem Obigen ist hierbei zu erwarten, daß in Salzsäure die Korrosionsgeschwindigkeit mit der Zeit zunimmt, in Schwefelsäure hingegen gleich bleibt. Das ist tatsächlich der Fall, wie die folgenden Versuche zeigen.

Kupferstreifen aus Elektrolytkupfer von der Größe $100 \times 10 \times 0{,}1$ mm wurden in Reagensgläsern von 26 mm Durchmesser und 160 mm Länge der Korrosion bei Luftzutritt durch 50 cm³ n-Salzsäure bzw. Schwefelsäure überlassen. Alle Tage wurden die Streifen herausgenommen und der Gewichtsverlust nach Abspülen und Trocknen bestimmt. Dann wurden sie wieder in die ursprüngliche Lösung zurückgebracht. Die Tab. 13 und Abb. 13 zeigen die Versuchsergebnisse.

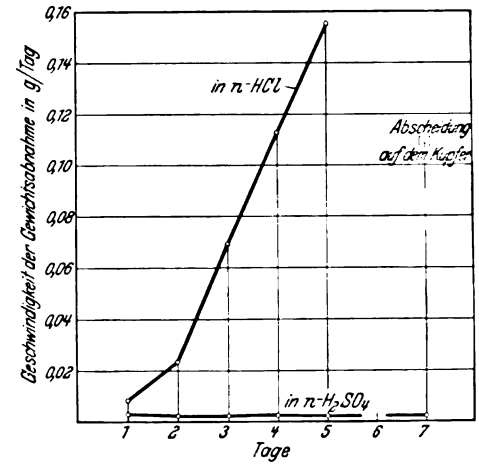


Abb. 13. Geschwindigkeit der Gewichtsabnahme von Kupfer in n-Salzsäure und n-Schwefelsäure in Abhängigkeit von der Zeit.

Aus diesen Versuchen geht die Selbstbeschleunigung, die die Korrosion von Kupfer in Salzsäure durch das in Lösung gehende Kupfer erfährt, sehr deutlich hervor. Während nach 1 Tag die Korrosionsgeschwindigkeit in Salzsäure nur 3mal so groß war wie in Schwefelsäure, war sie nach 5 Tagen bereits etwa 70mal so groß.

Bei einer Versuchsdauer von mehr als 5 Tagen wurde die tägliche Gewichtsabnahme des Kupfers unter den gegebenen Verhältnissen wieder geringer. Das beruhte jedoch nicht auf einer Verringerung der Korrosionsgeschwindigkeit, sondern auf der Bildung von Niederschlägen, die sich nach dieser Zeit auf dem Kupfer beobachten ließ. Und zwar traten schwarze, grüne und weiße Stoffe auf. Es handelt sich augenscheinlich um Kupferoxyd, basisches Kupfer-(II)-chlorid (wahrscheinlich $3\,CuO \cdot CuCl_2 \cdot 4\,H_2O$; Gröger, a. a. O.) und um Kupfer-(I)-chlorid. Das basische Kupfer-(II)-chlorid schied sich nach sehr langer Versuchsdauer auch an der Oberfläche der Korrosionslösung ab, hemmte damit den Zutritt des Sauerstoffs und somit die Korrosion des Kupfers.

Der mit dem Zinkgehalt abnehmende Angriff der Salzsäure auf Messing ist im wesentlichen folgendermaßen zu erklären: Bei α-Messing gehen Zink und Kupfer ent-

[1] Vgl. Whitman und Russel: Ind. Eng. Chem. Bd. 17, S. 351. 1925.

[2] Foerster und Seidel: Z. anorg. allg. Chem. Bd. 14, S. 106. 1896.

[3] Groeger, Z. anorg. allg. Chem. Bd. 28, S. 154. 1901. — Bodländer und Storbeck: Z. anorg. allg. Chem. **31**, 1. 1902.

Digitized by Google

sprechend ihrem Anteil im Messing in Lösung, wobei die Gesamtmenge der in Lösung gehenden Metallatome zunächst verhältnismäßig wenig von der Zusammensetzung des Messings abhängig angenommen werden kann[1]. Je weniger Kupfer die Legierung enthält, desto weniger Kupfer und somit Korrosionsbeschleuniger geht also in Lösung. Die Korrosion des Messings in Salzsäure nimmt demnach mit steigendem Zinkgehalt ab. Bei $(\alpha + \beta)$-Messing reagiert das Zink der Legierung mit dem Kupfersalz der Lösung nach

$$Cu^{\cdot\cdot} + Zn = Cu + Zn^{\cdot\cdot}$$ [2]

und entfernt somit den Beschleuniger vollständig aus der Lösung. Der starke Abfall der Korrosion von Messing in Salzsäure, sobald β-Kristalle vorhanden sind, ist also so zu erklären: Bei α-Messing gehen dem Kupfergehalt der Legierung entsprechende Mengen Kupfer in Lösung und wirken infolge der sauerstoffübertragenden Eigenschaften des entstehenden Kupferchlorids so stark korrosionsfördernd, daß dagegen die Korrosion des Messings durch Salzsäure und Luft allein fast bedeutungslos wird (s. auch Abb. 13). Sind im Messing jedoch auch β-Kristalle vorhanden, so bleibt die Salzsäure, da das Kupfer entsprechend der obigen Gleichung ausfällt, kupferfrei; die starke Beschleunigung der Korrosion, die α-Messing durch die Gegenwart von Kupfer in der Lösung erfährt, fällt damit beim Vorhandensein von β-Kristallen fort. Auf $(\alpha + \beta)$-Messing wirkt infolgedessen Salzsäure nur in etwa der gleichen Stärke korrodierend wie Schwefelsäure (vgl. Tab. 9 und 10 und Abb. 10). 2 Folgerungen aus den vorhergehenden Ausführungen, die nicht durch Versuche nachgeprüft wurden, mögen noch erwähnt werden: Von stets frischer, fließender Salzsäure wird Kupfer bei Luftzutritt weniger angegriffen als von ruhender Salzsäure[3], und je größer die Salzsäuremengen sind, in denen man Kupfer bzw. Messing der Korrosion überläßt, desto geringer werden die Unterschiede in der Korrosion von Kupfer und von Messing, da die in Lösung gehende Kupfermenge sich auf ein größeres Volumen verteilt.

Die Zinn-Kupfer-Legierungen wurden nicht näher in dieser Richtung untersucht. Die Verhältnisse liegen hier aber zweifellos ganz ähnlich.

IV. Schlußergebnis.

Aus unseren Untersuchungen über das Verhalten der Zinn-Kupfer- und Zink-Kupfer-Legierungen in n-Salzsäure, n-Schwefelsäure und n-Natronlauge ergibt sich folgendes:

1. Spannungsmessungen gestatten nicht immer einen Rückschluß auf das Verhalten eines Metalles oder einer Legierung in den betreffenden Elektrolyten. Oxydische Deckschichten, die sich unter Mitwirkung des Luftsauerstoffs bilden, metallische Niederschläge sowie die in Lösung gegangenen Bestandteile selbst beeinflussen weitgehend sowohl das Spannungsgefälle wie auch die Löslichkeit des Metalles oder der Legierung.

2. Von wesentlichem Einfluß auf Art und Stärke der Korrosion ist die Möglichkeit des ungehinderten Zutritts von Luftsauerstoff. In den meisten Fällen wird die Korrosion verstärkt, da der Sauerstoff als Depolarisator wirkt. In gewissen Fällen kann jedoch der Gesamtgewichtsverlust bei Gegenwart von Sauerstoff durch Bildung einer oxydischer Deckschicht auch verringert werden.

Ausschluß von Sauerstoff ergab bei Kupfer und Zink-Kupfer-Legierungen in n-Salzsäure ein Aufhören des Angriffs.

3. Die Ermittlung der Gewichtsveränderung allein gibt in vielen Fällen kein eindeutiges Bild über die stattgehabte Korrosion; dieses gilt insbesondere für heterogen aufgebaute Legierungen, in vielen Fällen aber auch für homogen aufgebaute (s. z. B. das Verhalten von Zink-Kupfer-Legierungen in n-NaOH, Abb. 11).

4. Um über das Verhalten einer Legierung in einem Elektrolyten eindeutigen Aufschluß zu erhalten, ist daher auch Bestimmung der in Lösung gegangenen Legierungsbestandteile erforderlich.

5. Von maßgebendem Einfluß ist schließlich bei Korrosionsversuchen in begrenzten ruhenden Flüssigkeiten die allmähliche Veränderung der chemischen Zusammensetzung des Elektrolyten durch Inlösunggehen von Metallionen. Hierdurch kann die Korrosion in manchen Fällen beschleunigt (z. B. Kupfer und Messing in HCl bei Gegenwart von Sauerstoff), in anderen Fällen wieder verringert werden.

6. Man darf nach allem Gesagten aus Korrosionsversuchen im kleinen Maßstabe (Laboratoriumsversuchen) nur mit Vorsicht auf das Verhalten eines Metalles oder einer Legierung in der Praxis, wo die Verhältnisse meist ganz anders liegen, schließen.

---

[1] Bei der Auflösung von Messing in Schwefelsäure (vgl. Tab. 10) ist das ja tatsächlich ungefähr der Fall, da hier sowohl Kupfer wie Zink zweiwertig in Lösung gehen. Bei Salzsäure liegen die Verhältnisse wahrscheinlich etwas verwickelter, da, wie man annimmt, Kupfer in Salzsäure als Anode einwertig in Lösung geht (vgl. Foerster und Seidel a. a. O.).

[2] Vgl. Sauerwald, Z. anorg. allg. Chem. Bd. 111, S. 243. 1920. Ob die Verhältnisse tatsächlich so einfach liegen, bleibe dahingestellt. Das Hauptreaktionsprodukt, z. B. bei der Einwirkung von normaler Kupfersulfatlösung auf Messing bei Luftausschluß, scheint nicht Kupfer, sondern Kupfer(I)oxyd zu sein.

[3] In rasch fließendem Leitungswasser rostet Eisen bekanntlich langsamer als in ruhendem Leitungswasser (vgl. Heyn und Bauer, Mitt. Materialpr.-Amt Bd. 28, S. 99. 1910; Friend, Carnegie Scholarship Memoirs Bd. 11, S. 1. 1922). Die Ursache hierfür liegt wahrscheinlich in der Bildung einer Oxydhaut oder auch einer Kalziumkarbonatschutzschicht (vgl. G. Schikorr, Korr. u. Metallschutz Bd. 4, S. 242. 1928; Z. angew. Chem. Bd. 44, S. 40. 1931). Bei der obengenannten Kupferkorrosion dagegen handelt es sich um den beschleunigenden Einfluß des Korrosionsproduktes bzw. um seine Unterbindung, um Vorgänge also, die den Friendschen Anschauungen über die Korrosion des Eisens etwa entsprechen.

Digitized by Google

Beiträge zur Physik und Metallographie des Magnesiums.

Von **E. Schmid**[1].

Obwohl die erstmalige Darstellung des Magnesiums (Bussy 1830) sowie die des Aluminiums schon über 100 Jahre zurückliegt und auch die Bereitstellung technischer Herstellungsverfahren für beide Metalle ungefähr gleichzeitig erfolgte — für Magnesium bestand sie in der 1852 von Bunsen durchgeführten Schmelzflußelektrolyse von $MgCl_2$ —, ist doch die Heranziehung des Magnesiums als Nutzmetall weit jüngeren Datums als die des Schwesterleichtmetalles. Vor allem seine Reaktionsfähigkeit setzte einer technischen Verwendung zunächst große Schwierigkeiten entgegen und erst unter dem Druck der Bedürfnisse des Krieges ist ihre Überwindung gelungen. So ist das Magnesium also eigentlich als ein recht junges Metall anzusehen und es ist daher nicht verwunderlich, daß die Zahl der physikalischen und metallographischen Untersuchungen darüber heute noch verhältnismäßig klein ist.

In meinem heutigen Vortrag möchte ich mir nun erlauben, Ihnen in der Hauptsache über neuere Arbeiten zu berichten, die wir teils im Laboratorium der I. G. Farbenindustrie A.-G. in Bitterfeld, teils in Berliner Instituten durchgeführt haben. Sie betreffen einige physikalische Eigenschaften, die Vorgänge bei der plastischen Deformation und schließlich einige technisch wichtige Mischkristallreihen des Magnesiums.

Für den Metallphysiker sind diese Untersuchungen deshalb besonders reizvoll, weil beim Magnesium zufolge seiner hexagonalen Kristallstruktur in mannigfacher Weise Unterschiede von der großen Gruppe kubischer, technischer Metalle zutage treten.

I. Physikalische Anisotropie von Magnesiumkristallen.

(Nach gemeinsamen Untersuchungen mit E. Goens[2].)

Die Bestimmung der physikalischen Anisotropie von Magnesium muß, ebenso wie die später zu beschreibende systematische Untersuchung der Vorgänge bei der plastischen Verformung, an einzelnen Kristallen durchgeführt werden. Die Züchtung geeigneter Kristallstäbe kann, worauf hier nicht näher eingegangen werden soll, sowohl durch besondere Leitung der Erstarrung einer Schmelze (A. Beck und G. Siebel[3], P. W. Bridgman[4]), als auch durch Rekristallisation nach kritischer Kaltreckung erfolgen[5].

Wegen der erheblich besseren Qualität der Rekristallisationskristalle (Oberflächenbeschaffenheit, Freiheit von Zwillingslamellen) haben wir uns fast ausschließlich dieses Herstellungsverfahrens bedient. Der Reinheitsgrad des Ausgangsmaterials betrug etwa 99,95%.

1. Elastische Parameter.

Während das elastische Verhalten des isotropen Körpers durch 2 Konstanten bestimmt ist (Elastizitätsmodul und Torsionsmodul oder Querkontraktionszahl), das des kubischen Kristalles durch 3 elastische Parameter, werden zur Kennzeichnung des elastischen Verhaltens hexagonaler Kristalle 5 Parameter benötigt. Der Weg zu ihrer Bestimmung ist im Prinzip der folgende: Die Theorie der Kristallelastizität gibt zwei Formeln für die beiden elastischen Konstanten, Elastizitäts- und Torsionsmodul, die experimentell an einem Einkristallstab ermittelt werden können. Diese beiden Ausdrücke, die für die Reziprokwerte der beiden Moduln gelten, enthalten außer den elastischen Parametern die „Orientierung" des Kristalles, d. h. den Winkel (ϱ) seiner Längsrichtung zur hexagonalen Achse. Die Aufgabe besteht nun darin, durch Untersuchung einer größeren Zahl verschieden orientierter Kristalle experimentell die Orientierungsabhängigkeit der beiden Moduln festzustellen. und sodann die fünf Konstanten der Formeln so zu wählen, daß die mit ihrer Hilfe berechneten Kurven die Beobachtungen möglichst ausgleichen.

Die experimentelle Bestimmung der Moduln erfolgte dynamisch mit Hilfe des Transversal- und Torsionstones. deren Frequenz nach der Schwebungsmethode durch Vergleich mit einem Normaltonsender ermittelt wurde[1].

Das Ergebnis der Versuche ist in Abb. 1 dargestellt. Den glatten Kurven liegen folgende Werte der elastischen Parameter s_{ik} (nach Voigt) in cm²/Dyn (bei 20° C) zugrunde:

$$s_{11} = 22{,}3 \cdot 10^{-13}; \qquad s_{33} = 19{,}8 \cdot 10^{-13};$$
$$s_{44} = 59{,}5 \cdot 10^{-13}; \qquad s_{12} = -7{,}7 \cdot 10^{-13};$$
$$s_{13} = -4{,}5 \cdot 10^{-13}.$$

Die Genauigkeit ist für s_{11}, s_{33} und s_{44} auf 1%, für s_{12} und s_{13} auf etwa 5% zu schätzen.

Von P. W. Bridgman[2] wurden kürzlich die linearen Kompressibilitäten in den ausgezeichneten Richtungen des Magnesiumkristalles angegeben. Der Vergleich der aus unseren Konstanten berechneten Werte mit den direkt experimentell erhaltenen zeigt leidliche Übereinstimmung, wenn man die geringere Genauigkeit der in die Rechnung maßgeblich eingehenden Parameter mit gemischten Indizes berücksichtigt.

Ein anschauliches Bild der Orientierungsabhängigkeit des Elastizitätsmoduls gibt der in Abb. 2 dargestellte „Elastizitätsmodulkörper". Das Maximum (5130 kg/mm²) liegt in Richtung der hexagonalen Achse, das Minimum (4370 kg/mm²) in hierzu unter 53° 45′ geneig-

---

[1] Original: Z. Elektrochem. Bd. 37, Nr. 8/9, S. 447. 1931.

[2] E. Goens und E. Schmid: Naturwissensch. Bd. 19, S. 376. 1931. (Vorläufige Mitteilung.)

[3] Beschrieben in E. Schiebold und G. Siebel: Z. Physik Bd. 69, S. 458. 1931.

[4] P. W. Bridgman: Phys. Rev. Bd. 37, S. 460. 1931.

[5] Nach gemeinsamen Versuchen mit G. Siebel beträgt bei gleichmäßigem, feinem Ausgangsgefüge (Korndurchmesser ≈0,1 mm) der kritische Reckgrad für zylindrische Stäbe von einigen Millimeter Durchmesser 0,2% bleibende Dehnung. Bei der nachfolgenden Glühung wird innerhalb von 6 Tagen die Temperatur von 300° bis 600° C erhöht.

[1] Für eine Beschreibung der Methode vgl. E. Grüneisen und E. Goens: Z. Physik Bd. 26, S. 235. 1924; E. Goens: Ann. Physik Bd. 47, S. 333. 1930.

[2] P. W. Bridgman: Phys. Rev. Bd. 37, S. 460. 1931.

Digitized by Google

ten Richtungen[1]. Im Gegensatz zum Magnesiumkristall weist der ebenfalls hexagonale Zinkkristall in Richtung der hexagonalen Achse das Minimum des Elastizitätsmoduls auf (Abb. 3). Die Ursache für dieses verschiedenartige Verhalten wird man zunächst in den verschiedenen

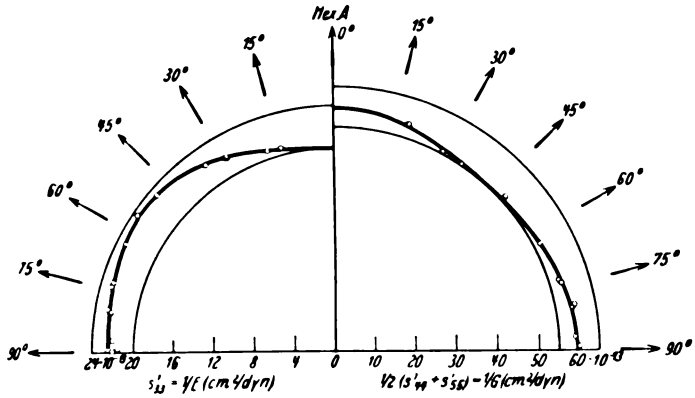


Abb. 1. Orientierungsabhängigkeit des Elastizitäts- und Torsionsmoduls von Magnesiumkristallen.

Achsenverhältnissen von Magnesium und Zink suchen. Während nämlich das Zn-Gitter gegenüber der idealen dichtesten Kugelpackung

$$\left(\frac{c}{a} = 2\sqrt{\frac{2}{3}} = 1{,}633\right)$$

in Richtung der hexagonalen Achse gestreckt ist $\left(\frac{c}{a_{Zn}} = 1{,}86\right)$ ist das Mg-Gitter in dieser Richtung, wenn auch nur wenig, gestaucht $\left(\frac{c}{a_{Mg}} = 1{,}625\right)$. Eine durchgehende Eindeutigkeit des Zusammenhanges zwischen Anisotropie physikalischer Eigenschaften und Abweichungen der betreffenden Gitter von der idealen dichtesten Kugelpackung besteht allerdings nicht. Man erkennt dies bereits daraus, daß die elastische Anisotropie des Kadmiumkristalles geringer ist als die des Zinkkristalles, trotz größerer Abweichung des Cd-Gitters von der dichtesten Kugelpackung

$$\left(\frac{c}{a_{Cd}} = 1{,}89\right).$$

Ein Einfluß der Mischkristallbildung auf den Elastizitätsmodul von Magnesiumkristallen konnte bisher nicht festgestellt werden. Mischkristalle mit bis zu 2,3% Zink zeigten innerhalb der Fehlergrenzen von ≈1% den gleichen Wert des Moduls, wie entsprechend orientierte Kristallstäbe aus reinem Magnesium.

2. Thermische Ausdehnung und spez. elektrischer Widerstand.

Der thermische Ausdehnungskoeffizient hexagonaler Kristalle ist, wie der spez. Widerstand, eine lineare Funktion von $\cos^2\varrho$, wobei ϱ wieder den Winkel der Längsrichtung des Kristallstabes zur hexagonalen Achse bedeutet. Die Bestimmung an zwei Kristallen genügend verschiedener Orientierung genügt somit bereits zur Festlegung der Orientierungsabhängigkeit.

Wir maßen die thermische Ausdehnung von zwei Kristallen extremer Orientierungen im Temperaturbereich zwischen 20° und 200° C mit Hilfe eines mit Wasserstoff von etwa 1 cm Druck gefüllten Henningschen Rohres. Für die Ausdehnungskoeffizienten parallel und senkrecht zur hexagonalen Achse haben sich dabei die nachfolgenden Zahlen ergeben:

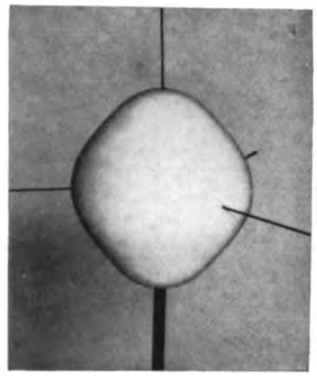


Abb. 2. Elastizitätsmodulkörper des Magnesiumkristalles.

$$20°/100°\,\text{C}: \alpha_{\parallel} = 26{,}4 \cdot 10^{-6}; \quad \alpha_{\perp} = 25{,}6 \cdot 10^{-6}$$
$$100°/200°\,\text{C}: \alpha_{\parallel} = 28{,}7 \cdot 10^{-6}; \quad \alpha_{\perp} = 27{,}4 \cdot 10^{-6}.$$

Die thermische Ausdehnung des Magnesiums erfolgt somit fast isotrop.

Aus Messungen des Widerstandes verschiedener Magnesiumkristalle wurden für die spez. elektrischen Widerstände in den ausgezeichneten Richtungen bei 18° C die Werte

$$\sigma_{\parallel} = 3{,}77 \cdot 10^{-6}\,\Omega\,\text{cm};$$
$$\sigma_{\perp} = 4{,}54 \cdot 10^{-6}\,\Omega\,\text{cm}$$

ermittelt, die sich von den von Bridgman[1] angegebenen um weniger als 1% unterscheiden. Die dazugehörigen Temperaturkoeffizienten ergaben sich zu 0,00427 bzw. 0,00416.

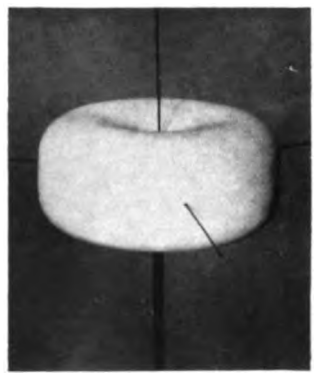


Abb. 3. Elastizitätsmodulkörper des Zinkkristalles.

Um auch hier die Bedeutung des Achsenverhältnisses für die Anisotropie zu kennzeichnen, sind in den Abb. 4 und 5 die am Mg-Kristall erhaltenen Ergebnisse den Befunden an Zn und Cd[2] gegenübergestellt. Während der spez. Widerstand das zunächst erwartete Verhalten zeigt, durchbricht der Ausdehnungskoeffizient wieder den eindeutigen Zusammenhang zwischen Anisotropie und Abweichung von der dichtesten Kugelpackung. Hier übertrifft nämlich auch noch beim Magnesium der Ausdehnungskoeffizient parallel der hexagonalen Achse den senkrechten dazu noch um ein weniges. Auch ist die Anisotropie beim Kadmium wieder geringer als beim Zink.

In technischer Hinsicht besitzt die Kenntnis der physikalischen Anisotropie des Einkristalles deshalb Be-

[1] Der maximale Unterschied beträgt somit 17% und bleibt damit noch etwas hinter dem am kubischen Al-Kristall auftretenden (20%) zurück.

[1] L. c.

[2] Ausdehnungskoeffizienten nach E. Grüneisen und E. Goens: L. c.; spez. Widerstand von Zink nach Tyndall und Hoyem: Phys. Rev. Bd. 37, S. 101. 1931; spez. Widerstand von Kadmium nach P. W. Bridgman: Proc. Am. Acad. Bd. 63, S. 351. 1929.

Digitized by Google

deutung, weil sie zeigt, in welchem Ausmaß in ausgezeichneten Richtungen von Werkstücken mit geregelter Kristallitanordnung Abweichungen von den Durchschnittswerten der physikalischen Eigenschaften auftreten

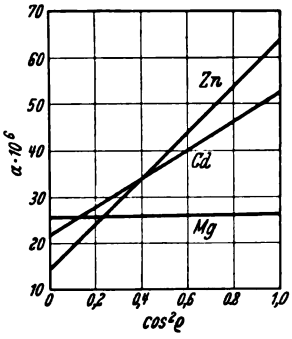


Abb. 4. Orientierungsabhängigkeit des Ausdehnungskoeffizienten hexagonaler Kristalle.

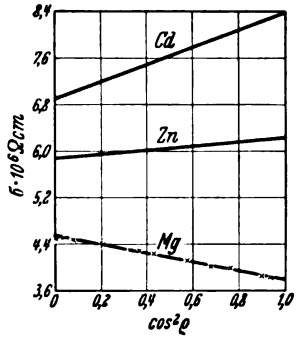


Abb. 5. Orientierungsabhängigkeit des spez. Widerstandes hexagonaler Kristalle.

können. Die mitgeteilten Zahlen zeigen, daß diese Unterschiede für das Magnesium nur klein sein werden.

Grundlegend anders liegen die Dinge jedoch bei den nun zu beschreibenden plastischen Eigenschaften.

II. Plastische Verformung von Magnesiumkristallen.

(Nach gemeinsamen Versuchen mit G. Siebel.)

1. Kristallographische Kennzeichnung der Deformationsmechanismen.

a) Translation. Den wichtigsten Deformationsmechanismus des Magnesiums stellt wie beim Zink und Kadmium die Translation nach der Basisfläche dar[1]. Die Richtung der Abgleitung ist gleichfalls durch die Grundkante des Basissechseckes (digon. Achse I. Art) gegeben. Beide Gitterelemente sind durch dichteste Belegung ausgezeichnet, so daß der Magnesiumkristall ein neues Beispiel für die empirische Gesetzmäßigkeit liefert, daß die Flächen und Richtungen maximaler Belegungsdichte als beste Translationselemente auftreten.

Abb. 6a u. b. Gedehnte Magnesiumkristalle mit Basistranslationsstreifung. Vergr. = 3.

Dem Translationsmechanismus entsprechend schnüren sich die Kristalle bei der Dehnung zu einem flachen Band ein, auf dessen Oberfläche die Spuren der Translationsebenen als charakteristische, elliptische Streifung erscheinen (Abb. 6a und b). Das Ausmaß der durch Translation erzielbaren Dehnungen reicht bei Zimmertemperatur bis etwa 250%. Das Zerreißen der Kristalle wird im Gegensatz zum Verhalten des Zink- und Kadmiumkristalles nicht durch Ausbildung von Zwillingslamellen eingeleitet, sondern erfolgt nach einer mehr oder minder glatten Fläche, die in ihrem Verlauf häufig gut den Translationsellipsen folgt. Aber auch in den Fällen, in denen die Reißfläche ersichtlich querer im Band liegt als die Basis (vgl. Abb. 6a), ist sie anscheinend noch als treppenförmiger Abschiebungsbruch nach der Basisfläche aufzufassen. Weitere Translationsflächen außer der Basis sind beim Magnesium bei Zimmertemperatur niemals beobachtet worden.

Auf einen Punkt sei hier noch besonders hingewiesen, da er bisher bei hexagonalen Metallkristallen nicht berührt worden ist, nämlich auf die gleichzeitige (oder abwechselnde) Betätigung zweier Translationsrichtungen in derselben Gleitfläche[1]. Dieser Fall tritt dann ein, wenn die Bevorzugung der (durch ihre geometrische Lage zur Kraftrichtung) günstigsten Translationsrichtung gegenüber der nächstgünstigen nur geringfügig oder überhaupt verschwunden ist [Lage der Längs- (Kraft-) Richtung in einer Prismenfläche II. Art]. Besonders deutlich läßt

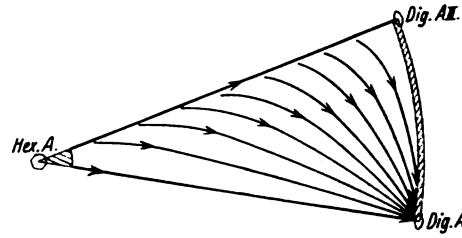


Abb. 7. Schema der Gitterdehnung bei der Basistranslation von Magnesiumkristallen.

sich das Auftreten dieser Doppelgleitung durch die röntgenographische Verfolgung der Umorientierung des Kristalles während der Dehnung zeigen. Während bei einfacher Translation die Drahtachse auf den Größtkreis in die wirksame Gleitrichtung „umfällt", ist ihr Weg bei Betätigung zweier Translationsrichtungen eine dem Maß der Betätigung der beiden Richtungen entsprechende Resultierende aus den beiden Gitterdrehungen. Schematisch sind diese Verhältnisse in Abb. 7 zur Darstellung gebracht[2].

Eine sehr erhebliche Steigerung erfährt die Plastizität des Magnesiums bei erhöhten Temperaturen. Nicht der Umstand, daß die Dehnbarkeit durch Basistranslation stark ansteigt mit der Temperatur und bei 300° C etwa das Dreifache des Zimmertemperaturwertes erreicht, spielt dabei die Hauptrolle, sondern das Hinzutreten neuer Translationsebenen bei Temperaturen über 225° C. Hierdurch gewinnt der Kristall erst die Möglichkeit, auch Formänderungen allgemeiner Art weitgehend folgen zu können.

[1] E. Schiebold und G. Siebel: L. c.; E. Schmid und G. Wassermann: Handb. d. techn. Mech. Bd. 4/2. 1930.

[1] Bei kubischen Metallen ist dieser Fall bereits wiederholt diskutiert worden. R. v. Mises: Z. ang. Math. Mech. Bd. 8, S. 161. 1928; W. O. Burgers: Z. Physik Bd. 67, S. 605. 1931; hier auch weitere Literaturangaben.

[2] Die Abbildung gibt nur die Richtung der im Verlauf der Dehnung vor sich gehenden Gitterdrehung, nicht aber die Endlage des Gitters an. Das Zerreißen der Kristalle erfolgt um so früher, je querer die Basis ursprünglich liegt.

Digitized by Google

In Abb. 8a ist der Beginn der sich an die Basisgleitung anschließenden neuen Translation deutlich am Auftreten von zwei Scharen schräg verlaufender Streifen zu erkennen; Abb. 8b zeigt die Einschnürung

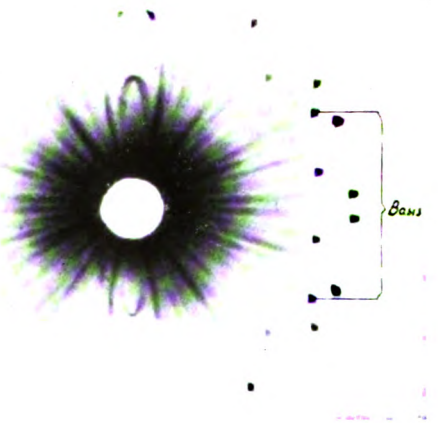
a

b

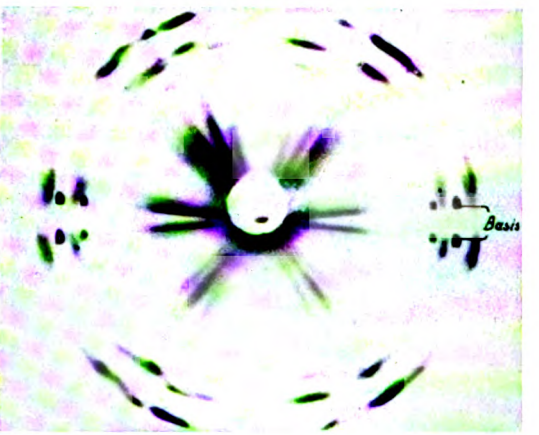
Abb. 8a und b. Bei erhöhter Temperatur gedehnte Magnesiumkristalle. a) Beginnende Ausbildung neuer Translationen (250° C). Vergr. = 5. b) Einschnürung des Kristallbandes durch Betätigung neuer Translationen. Vergr. = 3.

des Kristallbandes unter Wirksamkeit der neuen Gleitung. Das Höchstmaß der bisher bei 300° C beobachteten Dehnung eines Magnesiumkristalles beträgt 8300% (zunächst Dehnung auf das etwa Neunfache durch Basistranslation und anschließend nochmalige neunfache Dehnung durch Einschnürung des entstandenen Bandes).

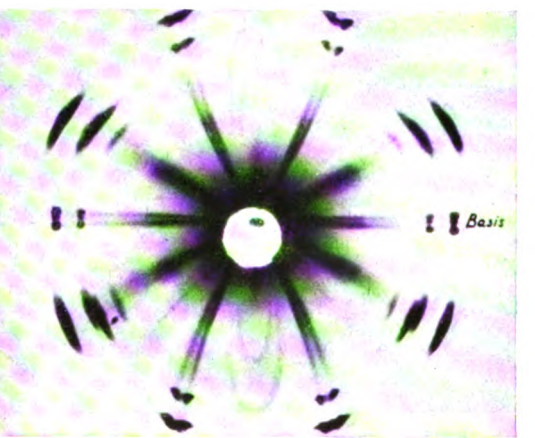
Die Bestimmung der Gleitelemente der neuen Translation wurde röntgenographisch und durch mikroskopische Vermessung durchgeführt. Abb. 9a bis c zeigt an einem Beispiel die im Verlauf der Dehnung bei 300° C erfolgenden Gitterdrehungen. In stereographischer Projektion sind die Gitterdrehungen bei der Dehnung bei erhöhten Temperaturen in Abb. 10 dargestellt, die schematisch das Ergebnis einer größeren Reihe von Versuchen an verschieden orientierten Einkristallen wiedergibt. An die zunächst auftretende Bewegung der Längsachse auf die digon. Achse I. Art (*A*) zu (Basistranslation wie bei Raumtemperatur; vgl. Abb. 7) schließt sich mit Auftreten der neuen Translation sehr unvermittelt ein erhebliches Abweichen von dieser Gitterdrehung an. Unter ungefährer Erhaltung des sehr kleinen Neigungswinkels der Basis zur Längsrichtung ($\sim 5°$) entfernt sich diese immer mehr von der ursprünglich ihr Ziel darstellenden digon. Achse I. Art, um schließlich in einer digon. Achse II. Art (C) zu landen. Die Bestimmung der bei der neuen Translation wirksamen Gleitrichtung kann aus den beobachteten Gitterdrehungen unmittelbar erfolgen. Man erkennt aus Abb. 10, daß die zur zweiten Translation gehörige Gitterdrehung in einem Umfallen der Längsachse in eine von der ursprünglichen Translationsrichtung um 60° abstehende digon. Achse I. Art (*B*) besteht. Diese Richtung wird jedoch nicht erreicht, sondern, sobald die Längsachse des Kristalles in eine Prismenfläche II. Art gelangt, bewegt sie sich auf die in dieser Ebene liegende digon. Achse II. Art (*C*) zu. Diese letzte Bewegung stellt wieder (vgl. oben) die Resultierende der Betätigung der beiden nun gleichwertig gewordenen digon. Achse I. Art (*A* und *B*) dar. Die Gleitrichtung der neuen Translation ist somit als digon. Achse I. Art erkannt; sie ist kristallographisch identisch mit der bei der Basisgleitung wirkenden Translationsrichtung.



a



b



c

Abb. 9a—c. Warmdehnung eines Magnesiumkristalles im Röntgenbild. a) Ausgangskristall. b) Erschöpfte Basistranslation. c) Reißstelle.

Die neue Translationsfläche scheint, wie aus der mikroskopischen Vermessung der meist nur sehr schwachen Streifungen und der Lage des Gitters im Kristall

Digitized by Google

hervorgeht, eine Pyramidenfläche I. Art 1. Ordn. $(10\bar{1}1)$ zu sein. Eine Laue-Aufnahme eines parallel der neuen Streifung aus einem Kristall geschnittenen Plättchens brachte allerdings keinen endgültigen Beweis, zeigte aber

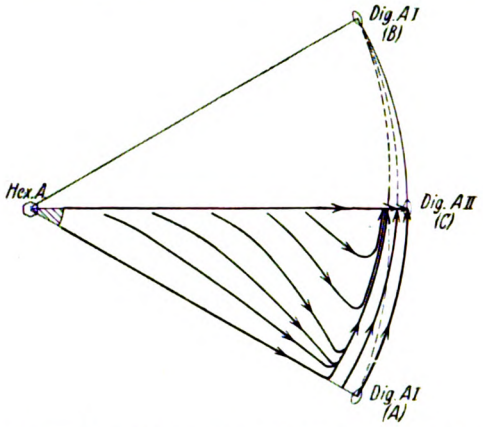
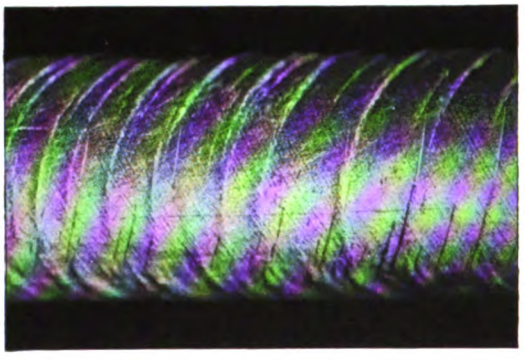
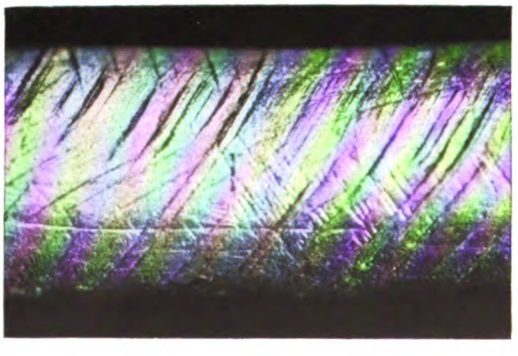


Abb. 10. Schema der Gitterdrehungen bei der Dehnung von Magnesiumkristallen bei Temperaturen über 225° C.

mit aller Deutlichkeit, daß es sich nicht um eine Prismenfläche I. Art handeln kann. Für den Parallelismus von Belegungsdichte und Gleitfähigkeit scheint vielleicht insofern auch in der neuen Translation ein Beispiel vorzuliegen, als die Pyramide $(10\bar{1}1)$ die zweit dichtest belegte Netzebene darstellt, wenn man ihr die in nur sehr geringem Abstand (0,4 ÅE) befindlichen Zentrierungsatome des hexagonalen Elementarkörpers hinzuzählt.



a



b

Abb. 11a und b. Magnesiumkristall mit Zwillingslamellen nach $(10\bar{1}2)$. Vergr. = 6.

b) Mechanische Zwillingsbildung. So wie Zink und Kadmium weist auch Magnesium, wie bereits C. H. Mathewson und A. I. Phillips nachgewiesen haben, mechanische Zwillingsbildung nach der Pyramidenfläche I. Art 2. Ordn. $(10\bar{1}2)$ auf[1]. Abb. 11 zeigt einen Kristall, der mit mehreren Scharen derartiger Zwillingslamellen bedeckt ist, die sich in mannigfacher Art durchkreuzen. Man wird wohl nicht fehlgehen, wenn man auch beim Magnesium, der Feststellung am Zinkkristall entsprechend[2], die $(10\bar{1}2)$-Ebene als zweite Kreisschnittebene annimmt; dies führt dann auf einen Betrag der Schiebung $s = 0{,}1317$.

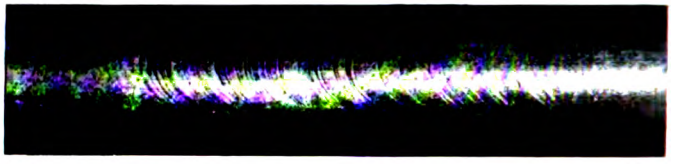


Abb. 12. Verzwillingung eines Magnesiumkristalles nach $(10\bar{1}1)$. Vergr. = 2.

Mit dem Unterschied in den Achsenverhältnissen hängt es zusammen, daß die Formänderung durch Zwillingsbildung beim Magnesium entgegengesetztes Vorzeichen hat wie bei Zink und Kadmium. Dies bedingt z. B., daß im Gegensatz zum Verhalten von Zink- und Kadmiumkristallen die Zwillingsbildung gegen Ende der Dehnung ausbleibt (sie würde beim Magnesium eben zu einer Verkürzung des Probestabes führen), dagegen bei einigermaßen querer Ausgangslage zu Beginn der Dehnung auftritt. Auch die Unterschiede in den Deformationstexturen nach Kaltbearbeitung sind durch diesen Umstand verursacht. Während bei Zink (und Kadmium) diese Texturen durch das Wechselspiel von Basistranslation und Zwillingsbildung zu deuten sind, stellen sie bei Magnesium in der Hauptsache nur einen Ausdruck weitgehend erfolgter Basisgleitung dar[3]. Daß die Beachtung der mit der Zwillingsbildung einhergehenden Formänderung auch eine Erklärung für das bei gepreßten Magnesiumstangen beobachtete anormale Verhalten von Streckgrenze und Quetschgrenze erbrachte, sei nur nebenbei bemerkt (vgl. W. Schmidt[4]).

Näher möchte ich auf die überhaupt noch reichlich dunkle mechanische Zwillingsbildung nicht eingehen. Es sei nur noch erwähnt, daß bei speziellen Orientierungen der Kristalle gelegentlich auch mechanische Zwillingsbildung nach der Pyramide I. Art 1. Ordn. $(10\bar{1}1)$ beobachtet wurde[5] (Abb. 12). Jedenfalls übersteigen die zur Auslösung dieser Zwillingsbildung notwendigen Kräfte weit die zur Verzwillingung nach $(10\bar{1}2)$ führenden.

2. Dynamische Kennzeichnung der Basistranslation.

Die dynamische Kennzeichnung der Basistranslation erfolgt durch Angabe der Initialschubfestigkeit der Gleitfläche und des Anstieges, den diese Schubfestigkeit mit zunehmender Abgleitung aufweist. Aus einer großen Zahl von Dehnungsversuchen verschieden orientierter Kristalle hat sich für die zum Beginn deutlicher Abglei-

[1] C. H. Mathewson und A. I. Phillips: Amer. Inst. Min. Met. Eng. Techn. Publ. Bd. 53. 1927.

[2] E. Schmid und A. Wassermann: Z. Physik Bd. 48, S. 370. 1928.

[3] E. Schmid und G. Wassermann: Naturwissensch. Bd. 17, S. 312. 1929; Metallwirtsch. Bd. 9, S. 698. 1930.

[4] Z. Elektrochem. Bd. 37, Nr 8/9, S. 508. 1931.

[5] Vgl. auch E. Schiebold und G. Siebel: l. c.

Digitized by Google

tung erforderliche Schubspannung im Basistranslationssystem der Wert 82,9 g/mm² ergeben[1]. Mit Hilfe des für dieses Gleitsystem gültigen Schubmoduls ($1/s_{44}$) ergibt sich daraus eine an der Streckgrenze der Kristalle herrschende, elastische Schiebung von $4{,}87 \cdot 10^{-5}$. Das ist ein weiteres Beispiel für das Rätsel der Kristallplastizität, das darin besteht, daß die Schubfestigkeit der Translationssysteme um etwa 4 Zehnerpotenzen hinter der theoretisch auf Grund einer Schiebung von $\sim 0{,}5$ zu erwartenden zurückbleibt.

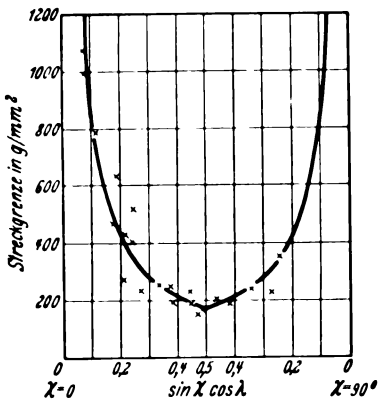


Abb. 13. Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze von Magnesiumkristallen. Die glatte Kurve ist mit einer konstanten Initialschubspannung des Basistranslationssystems von 82,9 g/mm² berechnet.
$\left.\begin{matrix}\chi\\ \lambda\end{matrix}\right\}$-Winkel zwischen Zugrichtung und Translationsfläche und -richtung.

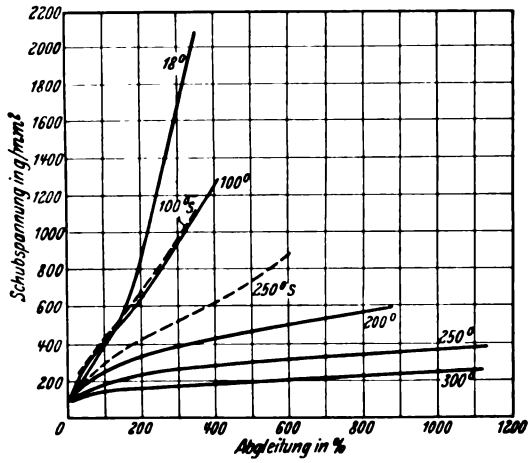


Abb. 14. Temperaturabhängigkeit der Verfestigungskurve von Magnesiumkristallen.

Die Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze der Magnesiumkristalle ist außerordentlich stark ausgeprägt (Abb. 13). Sie übertrifft die an Zink- und Kadmiumkristallen beobachtete deshalb beträchtlich, weil wegen des Fehlens der mechanischen Zwillingsbildung bei schräger Lage der Basisfläche zur Zugrichtung, die Basistranslation bis zu Winkeln von 1° zur Längsrichtung in Wirksamkeit bleibt. Die Streckgrenze so orientierter Kristalle beträgt etwa das 40fache von der des „günstigst orientierten" Kristalles.

tung darstellt. Die Streuungen sind allerdings etwas größer als bei anderen Metallen. Die Ursache davon ist wahrscheinlich die am Beginn der Dehnung von Kristallen mit großem Neigungswinkel der Basis spurenweise auftretende mechanische Zwillingsbildung, die hier den glatten Ablauf der Translation stört.

Die für verschiedene Temperaturen durch Mittelung zahlreicher Einzelversuche erhaltenen Verfestigungskurven zeigt Abb. 14. Die Anspannungsgeschwindigkeit vor Erreichung der Streckgrenze betrug etwa 100 g/mm² in der Minute. Die bei 250° und 300° C erhaltenen Dehnungskurven wurden nur bis zur erreichten Höchstlast ausgewertet. Die sich anschließende Dehnung unter zunächst konstanter und sodann abfallender Last wird durch die Pyramidentranslation bewirkt. Aus der Abbildung geht eine sehr geringe Temperaturabhängigkeit der Ausgangsschubfestigkeit und eine überaus starke Temperaturabhängigkeit des Anstiegs der Basisschubfestigkeit mit zunehmender Abgleitung klar hervor. Die so auffällige, am Kadmium und Zink beobachtete, angenäherte

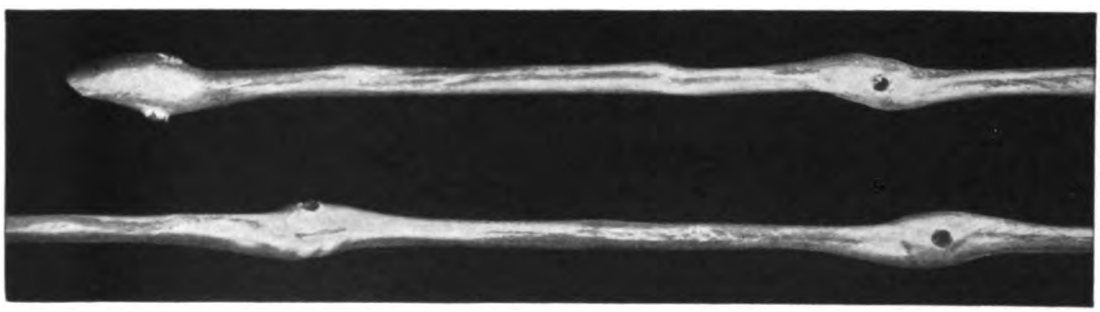


Abb. 15a und b. Reißstücke eines mit Bohrlöchern versehenen Magnesiumkristalles. Vergr. = 1,5.

Der Anstieg der Schubfestigkeit mit zunehmender Verformung läßt sich auch bei Magnesiumkristallen leidlich gut durch eine einzige „Verfestigungskurve" wiedergeben, die die Schubfestigkeit als Funktion der Abgleithermische Invarianz der Deformationsenergie[1] tritt auch hier wieder zutage. Trotz weitgehender Änderung der Kurvenform wird die der Basistranslation zugehörige Dehnungsarbeit (Fläche unterhalb der Verfestigungskurve) nur wenig von der Temperatur beeinflußt (Tabelle 1). Sie beträgt im Mittel etwa 4,4 cal/g, das ist das $\sim$18fache der spez. Wärme bzw. der $\sim$10. Teil der Schmelzwärme. Der starke Abfall der Deformations-

[1] Während sich bei Bestimmung der physikalischen Eigenschaften keinerlei Unterschiede im Verhalten von Kristallen, die aus der Schmelze oder durch Rekristallisation erhalten waren, ergaben, zeigten sich bei Verfolgung der plastischen Eigenschaften deutliche Unterschiede. Die Rekristallisationskristalle erscheinen als die vollkommeneren. Der obige Wert bezieht sich daher, wie auch alle im weiteren mitgeteilten Ergebnisse, auf solche Kristalle.

[1] W. Boas und E. Schmid: Z. Physik Bd. 61, S. 767. 1930; W. Fahrenhorst und E. Schmid: Ibid. Bd. 64, S. 845. 1930.

Digitized by Google

energie bei 300° C ist vermutlich durch das hier sehr frühzeitige Einsetzen der Pyramidentranslation bedingt. Die dem Kristall insgesamt zuführbare Energie steigt naturgemäß mit dem Auftreten der neuen Translation sehr beträchtlich an. Zahlenwerte hierüber können noch nicht angegeben werden, da die exakte Bestimmung der der zweiten Translation zugehörigen Dehnungskurven noch aussteht.

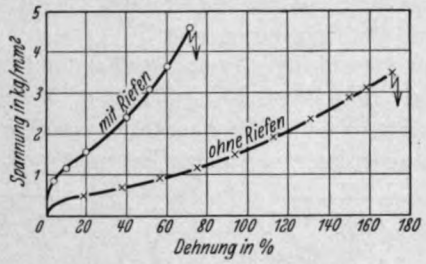


Abb. 16. Dehnungskurven eines unversehrten und eines mit Längsriefen versehenen Kristallstückes.

Tabelle 1. Temperaturabhängigkeit der Basistranslation von Magnesiumkristallen.

Temperatur	Schubspannung (g/mm²) in der Basis zu		Abgleitung	Deformationsenergie
	Beginn	Ende		
	der Translation			
°			%	cal/g
18	82,9	2100	350	4,09
100	77,5	1288	412	3,81
200	82,5	587	868	4,92
250	83,2	386	1130	4,75
300	70,5	255	1120	2,98

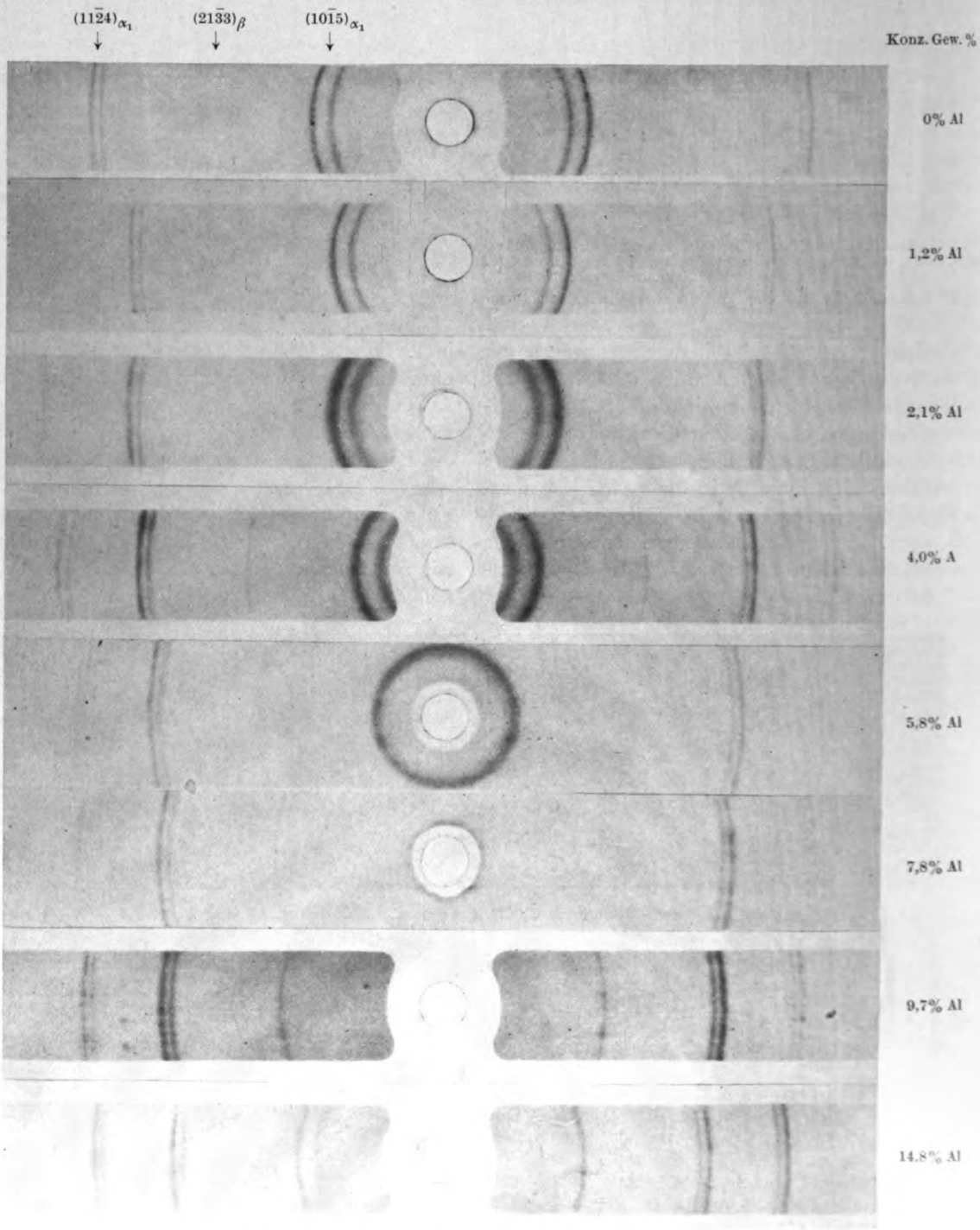


Abb. 17. Präzisionsaufnahmen von Al–Mg-Legierungen.

Digitized by Google

Zwei Bemerkungen sollen hier noch angeschlossen werden. Die erste betrifft die Temperaturabhängigkeit der Kristallerholung. Die in Abb. 14 strichliert eingezeichneten Verfestigungskurven, die mit etwa 100fach vergrößerter Deformationsgeschwindigkeit erhalten worden sind, zeigen, daß bei 100° C noch mit keiner erheblichen Erholung der Magnesiumkristalle zu rechnen ist, diese jedoch bei 250° C schon sehr erheblich in Erscheinung tritt.

Die zweite Bemerkung betrifft den Einfluß von Kristallverletzungen auf die Plastizität von Magnesiumkristallen. Solche Verletzungen können, auch wenn sie mit erheblichen Querschnittschwächungen verknüpft sind, eine stark verfestigende Wirkung ausüben. Abb. 15 zeigt dies für den Fall von Bohrlöchern. Der Kristall ist hier in der Umgebung der Löcher ungedehnt geblieben und zwischen diesen gerissen, obwohl die Querschnittschwächung im Ausgangszustand 35% betragen hatte. Die verfestigende Wirkung von Längsriefen tritt aus Abb. 16, die Dehnungskurven eines gerieften Kristallstückes und eines unverletzten Nachbarteiles wiedergibt, hervor.

Dieses zunächst überraschende Verhalten ist im Deformationsmechanismus begründet. Jede Störung der Parallelität des Kristallgitters stellt eine Behinderung der Translation dar, verursacht also Verfestigung. Für das Beispiel der Bohrlöcher ist bei Vorhandensein einer einzigen Translationsfläche die gesamte Umgebung des Loches blockiert. Das ist nicht der Fall bei Gegenwart mehrerer Translationsflächen, und bei Aluminiumkristallen trat denn auch stets das Reißen an den Löchern ein.

III. Zur Mischkristallbildung von Magnesium.

(Nach gemeinsamen Versuchen mit H. Seliger und G. Siebel.)

Die Untersuchungen über Mischkristallbildung des Magnesiums, über die zum Schluß noch kurz berichtet sei, befassen sich 1. mit der röntgenographischen Festlegung der Sättigungskurven der wichtigsten α-Mischkristallreihen auf Grund von Präzisionsbestimmungen der Gitterdimensionen und 2. mit der technologischen Bedeutung der Mischkristallbildung auf Grund von Dehnungsversuchen einzelner Kristalle.

1. Sättigungskurven der α-Mischkristalle Al—Mg, Zn—Mg und Mn—Mg.

Die röntgenographische Ermittlung der Grenzkurven von Mischkristallgebieten gründet sich auf Präzisionsbestimmungen der Gitterkonstanten in Abhängigkeit von

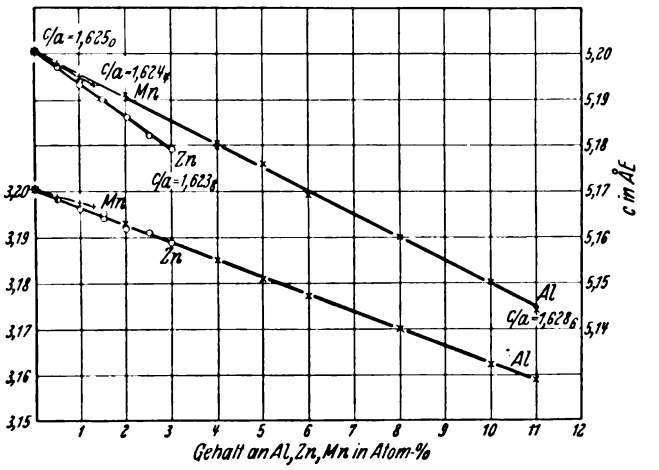


Abb. 18. Konzentrationsabhängigkeit der Gitterkonstanten von Magnesium-Mischkristallen.

Konzentration und thermischer Vorbehandlung. Voraussetzung hierbei ist die Kenntnis der Änderungen der Gitterdimensionen des Grundmetalles mit zunehmendem Gehalt von in fester Lösung aufgenommenem Fremdmetall.

Abb. 17 zeigt als Beispiel einige Diagramme, die mit ungefilterter Fe-Strahlung an homogenisierten, abgeschreckten Proben der Mischkristallreihe Al—Mg erhalten worden sind. Die Linien stellen die letzten, bei Verwendung dieser Strahlung auftretenden Interferenzen dar. Zur Auswertung wurden die Linien $(1015)_{\alpha_1}$ und $(1124)_{\alpha_1}$ und — sofern einwandfrei vermeßbar — auch $(2133)_{\beta}$ herangezogen. Kombination von je zweien der erhaltenen Ablenkungswinkel liefert die Achsenlängen c und a.

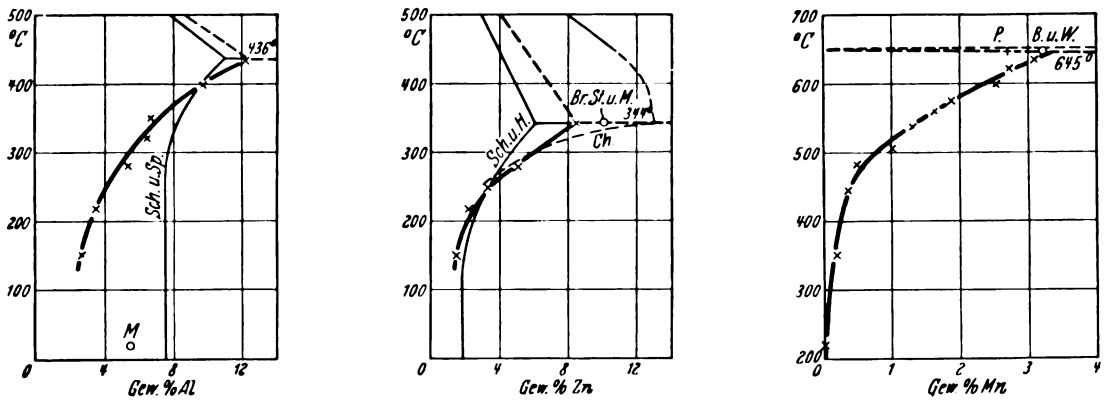


Abb. 19a bis c. Temperaturabhängigkeit der Sättigungskonzentration von Magnesium-Mischkristallen.
a) Aluminium—Magnesium, Sch. u. Sp. = W. Schmidt und P. Spitaler[1], M. = K. L. Meißner[2]. b) Zink—Magnesium, Sch. u. H. = W. Schmidt und M. Hansen[1], Br. St. u. M. = Bradley Stougthon und M. Miyake[3], Ch. = R. Chadwik[4]. c) Mangan—Magnesium, B. u. W. = Bakken und Wood[5], P. = G. W. Pearson[6].

[1] W. Schmidt: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 452. 1927.
[2] K. L. Meißner: J. Inst. Metals. Bd. 38, S. 195. 1927.
[3] Br. Stougthon und M. Miyake: Amer. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 73, S. 541. 1926.
[4] R. Chadwik: J. Inst. Metals. Bd. 39, S. 285. 1928.
[5] Bakken und Wood: Amer. Soc. Steel Treat-Handbook Nr. 560. 1929.
[6] G. W. Pearson: Ind. engin. Chem. Bd. 22, S. 367. 1930.

Digitized by Google

In Abb. 18 ist das Ergebnis unserer Versuche dargestellt. In allen drei Fällen kann die bei Mischkristallbildung eintretende Gitteränderung gut durch eine lineare Abnahme von c und a mit steigender Atomkonzentration dargestellt werden. Der Sinn der Gitteränderung war durchaus zu erwarten, da alle drei Zusatzmetalle einen kleineren Atomradius haben als das Magnesium (Mg: 1,62, Al: 1,43, Zn: 1,33 und Mn: 1,29 ÅE[1]). Das Ausmaß der Gitterschrumpfung entspricht allerdings nicht den Unterschieden in den Atomradien, da dem Mangan bei größtem Unterschied der Atomgröße die kleinste Wirkung zukommt. Die in der Abbildung ebenfalls angeschriebenen, den jeweils höchsten Konzentrationen zugehörigen Achsenverhältnisse zeigen, daß diese Größe nur sehr wenig durch Mischkristallbildung beeinflußt wird.

Abb. 20a. Mangan—Magnesium-Legierung (3,7% Mn); V = 150.

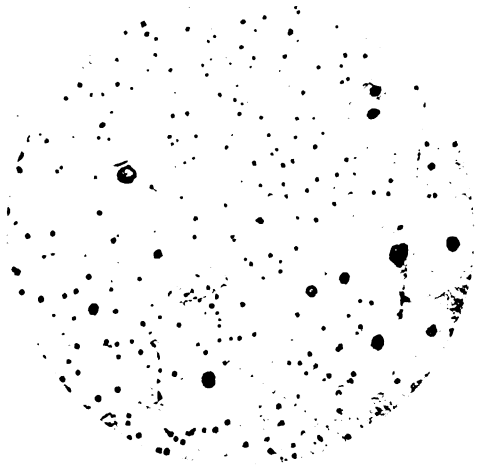


Abb. 20b. a) bei 600° C homogenisiert, b) bei 500° C angelassen.

Auf Grund von Präzisionsaufnahmen von bei verschiedenen Temperaturen angelassenen und sodann abgeschreckten Proben kann nun bei Kenntnis der Konzentrationsabhängigkeit der Gitterkonstanten bzw. des Netzebenenabstandes der oben erwähnten Ebenen die Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit der drei Metalle in Magnesium bestimmt werden. Diese röntgenographisch ermittelten Grenzkurven sind in Abb. 19a bis c wiedergegeben. Die Grenzlöslichkeit bei der jeweiligen eutektischen Temperatur beträgt danach für Aluminium 12,1%, für Zink 8,4% und für Mangan 3,3%. Die Löslichkeit bei Zimmertemperatur ist für Aluminium auf ∼2% und für Zink auf etwas über 1% zu schätzen; das Mangan ist schon bei 200° praktisch ganz ausgeschieden.

Ein mikroskopischer Nachweis der Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit von Mangan ist in Abb. 20 gegeben, die eine Mn—Mg-Legierung mit 3,7% Mn im homogenisierten Zustand (1 Tag, 600° C; Abb. 20a) und im angelassenen Zustand (16 Tage bei 500° C; Abb. 20b) zeigt. Neben primär vorhandenem Mangan ist die Ausscheidung in Abb. 20b deutlich erkennbar.

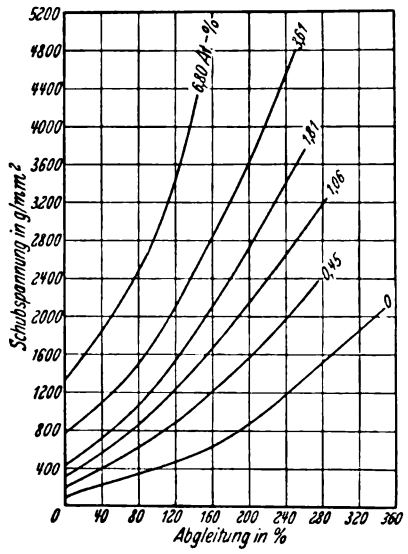


Abb. 21. Konzentrationsabhängigkeit der Verfestigungskurve von Al—Mg-Mischkristallen.

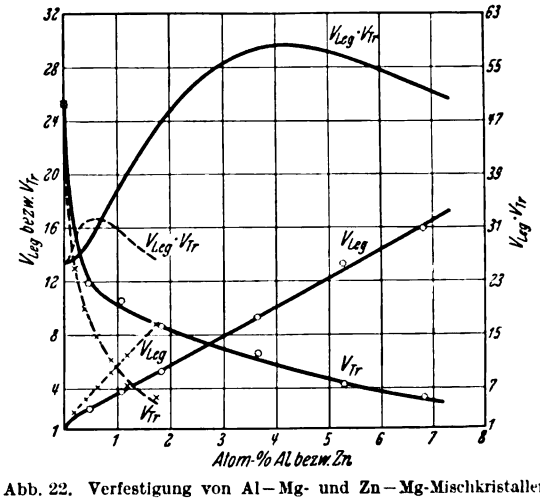


Abb. 22. Verfestigung von Al—Mg- und Zn—Mg-Mischkristallen.

In Abb. 19 sind zum Vergleich auch die neueren, in der Literatur vorhandenen Bestimmungen der Löslichkeit eingezeichnet. Insbesondere im Falle des Aluminiums treten erhebliche Unterschiede zwischen der thermisch und mikroskopisch erhaltenen Grenzlinie und der röntgenographischen Bestimmung auf, die eine sehr viel stärkere Abnahme der Löslichkeit mit sinkender Temperatur nachweist. Gegen die hohe Löslichkeit der Zimmertemperatur waren hier auch bereits auf Grund von Vergütungserscheinungen an Legierungen mit 6%

[1] Nach V. M. Goldschmidt: Geochem. Verteilungsgesetze der Elemente.

Digitized by Google

Aluminium Einwände erhoben worden (K. L. Meißner). Da es röntgenographisch durch Feststellung der Änderungen der Gitterdimensionen gelingt, auch Ausscheidungen nachzuweisen, die noch unterhalb der mikroskopischen Sichtbarkeit liegen, ist den so ermittelten Grenzkurven zweifellos der Vorzug zu geben, solange die Glühungen nicht auf so lange Zeiten erstreckt werden, in denen Koagulation der Ausscheidungen eintreten kann.

2. Zugversuche an Magnesium-α-Mischkristallen.

Die Bedeutung der Mischkristallbildung für die Festigkeitseigenschaften geht deutlich aus dem in Abb. 21 wiedergegebenen Beispiel der Verfestigungskurven von Mischkristallen verschiedener Al-Konzentration hervor. Außer einem erheblichen Anstieg der Ausgangsschubfestigkeit der Basisgleitfläche tritt hier auch eine starke Erhöhung der Endschubfestigkeit bei nur mäßigem Rückgang der Grenzabgleitung auf.

Abb. 22 möge andeuten, in welcher Weise man derartige Versuche mit zu einer technologischen Bewertung der Mischkristallbildung heranziehen kann. Es ist hier für die beiden binären Mischkristallreihen Al—Mg und Zn—Mg als V_{Leg} zunächst die durch Legierung bewirkte Erhöhung der Ausgangsschubfestigkeit der Basis

$$\left(V_{Leg} = \frac{S_{0.\,Leg}}{S_{0.\,Mg}}\right)$$

dargestellt. Die spezifische, verfestigende Wirkung des Zinks ist fast doppelt so groß wie die des Aluminiums. Möglicherweise ist dies eine Folge der erheblich stärker kontrahierenden Wirkung des Zinks auf das Magnesiumgitter[1]. V_{Tr} gibt die Erhöhung der der jeweiligen Konzentration entsprechenden Ausgangsschubfestigkeit im Zerreißversuch $\left(V_{Tr} = \frac{S_r}{S_0}\right)$. Zufolge des starken Anstieges der Ausgangsschubfestigkeit sinkt diese durch Translation bewirkte Schubverfestigung mit steigender Konzentration in beiden Fällen erheblich ab. $V_{Leg} \cdot V_{Tr}$ gibt schließlich die maximal durch Legierung und Dehnung erzielbare Verfestigung an. Man erkennt, daß in beiden Fällen nicht der höchsten Konzentration das Maximum der Verfestigbarkeit entspricht. Ein völlig gleichartiges Verhalten wie die maximale Verfestigbarkeit zeigt auch die den Kristallen bis zum Zerreißen zuführbare Deformationsenergie.

[1] Orientierende Versuche zeigten, daß die verfestigende Wirkung des Mangans noch deutlich hinter der des Aluminiums zurückbleibt.

Über die Temperaturabhängigkeit der Kristallplastizität.

III. Aluminium.

Von **W. Boas** und **E. Schmid**[1].

Die Vorgänge bei der Dehnung von hexagonalen Metallkristallen sind an Kadmium, Zink[2] und Magnesium[3] in einem weiten Temperaturbereich untersucht. Es hat sich dabei gezeigt, daß die Basistranslation in allen Fällen der bei weitem überragende Deformationsmechanismus bleibt. Nur beim Magnesiumkristall tritt über 250° C eine neue, bei tieferen Temperaturen nicht beobachtete Translation nach einer Pyramidenfläche [wahrscheinlich (1011)] hinzu, deren Gleitrichtung wie bei der Basistranslation eine digonale Nebenachse I. Art ist. Das Formänderungsvermögen dieser Kristalle erfährt dadurch naturgemäß eine außerordentliche Steigerung[4].

In dynamischer Hinsicht wurde für die Basistranslation das durch Schubspannungsgesetz und Verfestigungskurve gekennzeichnete Verhalten bei allen untersuchten Temperaturen (und Versuchsgeschwindigkeiten) bestätigt gefunden. Als Bruchbedingung ergab sich angenähert die Erreichung einer temperaturunabhängigen Deformationsenergie, deren Betrag für die drei untersuchten Metalle zwischen dem 4fachen und 18fachen der spezifischen Wärme (bei 18° C) lag.

[1] Original: Z. Phys. B. 71, S. 703. 1931.

[2] I.: W. Boas und E. Schmid, Z. Phys. Bd. 61, S. 767. 1930 (Kadmium). II.: W. Fahrenhorst und E. Schmid: ebenda Bd. 64, S. 845. 1930 (Zink).

[3] E. Schmid: Z. Elektrochem. Bd. 37, S. 447. 1931.

[4] Eine bei der Dehnung von Zinkkristallen im Temperaturgebiet von 100 bis 200° auftretende Streifung konnte bisher nicht gedeutet werden. Möglicherweise handelt es sich dabei ebenfalls um die Spuren neuer Translationsebenen.

Eingehende Untersuchungen über die Deformation kubischer Metallkristalle bei von Raumtemperatur abweichenden Temperaturen liegen bisher nicht vor. Karnop und Sachs[1] stellten in orientierenden Versuchen fest, daß die Endlage von Aluminiumkristallen, die bei Temperaturen über 450° C gedehnt worden waren, nicht wie bei Raumtemperatur die [112]-Lage, sondern je nach der Ausgangsorientierung des Kristalles die [100]- oder [111]-Lage ist. Auf Grund der beobachteten Querschnittsänderungen wurde auf die Betätigung mehrerer Gleitsysteme geschlossen. Fließversuche haben Yamaguchi und Togino[2] ausgeführt, ohne eine grundsätzliche Änderung im Verhalten gegenüber dem bei Zimmertemperatur festzustellen.

Im nachfolgenden beschreiben wir die Ergebnisse von Dehnungsversuchen an Aluminiumkristallen, die im Temperaturbereich von — 185 bis 600° C durchgeführt worden sind. Das zur Verfügung stehende Ausgangsmaterial hatte einen Reinheitsgrad von 99,63% (0,23% Fe, 0,14% Si). Die Kristalle wurden nach dem Rekristallisationsverfahren hergestellt. Der Durchmesser der Kristallstäbe betrug 2,5 mm. Die Lage des Kristallgitters in den Stäben wurde röntgenographisch bestimmt. Eine Übersicht über die Orientierungen der bei den verschiedenen Temperaturen untersuchten Kristalle geben die Abb. 1a und b. Die Zerreißversuche wurden in

[1] R. Karnop und G. Sachs, Z. Phys. Bd. 41, S. 116. 1927; Bd. 42, S. 283. 1927.

[2] K. Yamaguchi und S. Togino: Scient. Pap. Inst. Phys. and Chem. Res. Bd. 9, S. 277. 1929.

Digitized by Google

Schopperschen Festigkeitsprüfern mit einer anfänglichen Anspannungsgeschwindigkeit von 50 g/mm² in der Sekunde ausgeführt. Durch Einbau einer schon früher beschriebenen Zusatzvorrichtung (vgl. I) in die Zerreißmaschine konnte der zu untersuchende Kristall völlig in ein Bad der gewünschten Temperatur (flüssige Luft, Öl, Salpeter) gebracht werden.

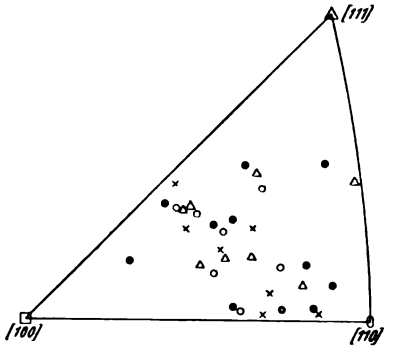


Abb. 1a.

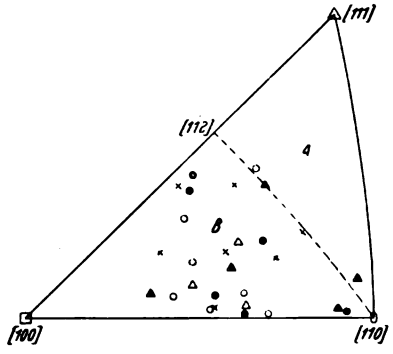


Abb. 1b.

Abb. 1 a und b. Orientierung der untersuchten Kristalle.
a) o −185°, × 18°, ● 100°, △ 200°.
b) o 300°, × 400°, ● 500°, △ 600°.

I. Kristallographisch-geometrische Beschreibung der Vorgänge bei der Dehnung.

Durch die Untersuchungen von Taylor und Elam[1] sind die Vorgänge bei der Dehnung von Aluminiumkristallen bei Raumtemperatur klargelegt worden. Von den zwölf möglichen Translationssystemen (Translationsfläche (111), Translationsrichtung [101]) betätigt sich zunächst das durch größte Schubspannung ausgezeichnete. Die dabei eintretende Gitterdrehung besteht in einem Umfallen der Längsachse auf die als Translationsrichtung wirkende Flächendiagonale. Bevor diese Flächendiagonale jedoch erreicht wird, gelangt ein zweites Translationssystem in eine geometrisch gleich günstige Lage wie das zuerst wirksam gewordene, und die weitere Dehnung erfolgt nun durch abwechselnde Betätigung dieser beiden Systeme. Eine geringfügige Verspätung des zweiten Systems zeigt an, daß es bei der Dehnung etwas stärker verfestigt worden ist als das wirksame Gleitsystem. Die Längsachse gedehnter Kristalle strebt einer Endorientierung parallel einer [112]-Richtung zu, die stabil gegenüber den beiden Gitterdrehungen ist. Bei Ausgangslagen der Längsachse unter kleinem Winkel zu Symmetrieebenen wurde gelegentlich schon vom Beginn der Dehnung ab die Betätigung mehrerer Oktaedertranslationssysteme beobachtet, in denen bei diesen Orientierungen nur wenig voneinander verschiedene Schubspannungen herrschen.

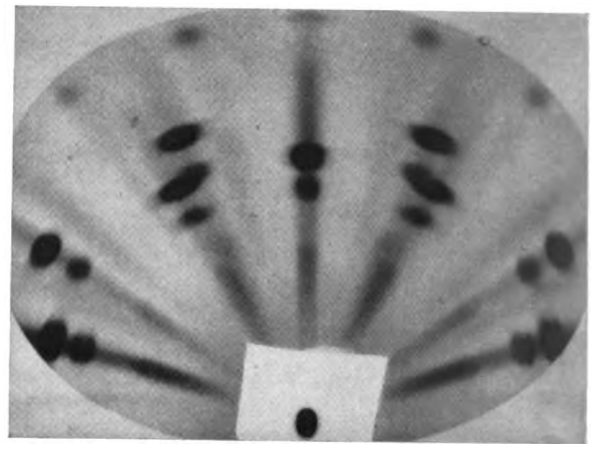


Abb. 2. Endlage [112] eines bei 400° C gedehnten Aluminiumkristalls. Mo-Strahlung.

Der von Taylor und Elam beschriebene Allgemeinfall des Dehnungsvorganges ist von uns sowohl bei tiefen Temperaturen (—185° C) als auch bei erhöhten Temperaturen (bis zu 400° C) stets wiedergefunden worden. Auch in bezug auf die Verspätung des zweiten Translationssystems zeigte sich kein merklicher Einfluß der Versuchstemperatur. Die Verfolgung der Gitterdrehung bei der Dehnung zeigte, daß stets innerhalb der Fehlergrenzen ($\sim 1^1/_2°$) die Symmetrale um denselben Betrag (3°) überschritten wurde. Da die Größe der Überschreitung ein Maß des Unterschiedes der Verfestigung von wirksamer und latenter Translationsfläche darstellt, ergibt sich somit, daß dieser Verfestigungsunterschied im Bereich von —185 bis 400° C weitgehend temperaturunabhängig ist.

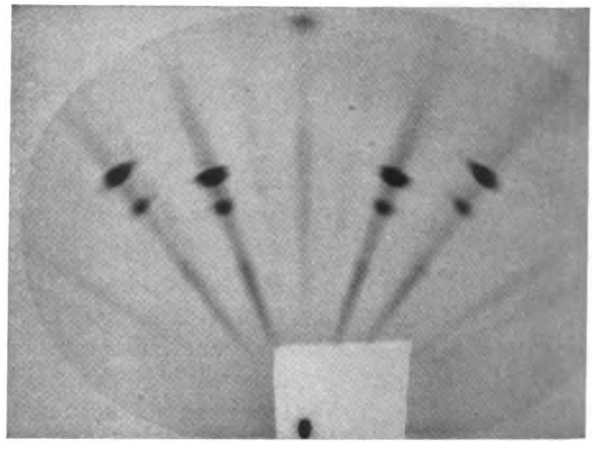


Abb. 3. Endlage [111] eines bei 500° C gedehnten Aluminiumkristalls. Mo-Strahlung.

Die Annäherung an die theoretische Endlage [112] bleibt zwischen —185 und 400° C ungefähr gleich. In der Regel zerreißen die Kristalle bereits lange vor Erreichung dieser Endlage. Auch im Fließkegel der Kristalle ist bei diesen Temperaturen die Orientierung der Längsachse parallel [112] noch nicht vorhanden.

[1] G. I. Taylor und C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 102, S. 643. 1923; Bd. 108, S. 33. 1925.

Digitized by Google

Sehr viel besser wird diese Endlage von Kristallen, die bei 400° C gedehnt sind, erreicht. Außer im Fließkegel wird sie hier gelegentlich auch schon im gleichmäßig gedehnten Teil von Kristallen beobachtet (vgl. Abb. 2). Neu hinzu kommt bei dieser Temperatur eine Endlage parallel der Raumdiagonalen im Fließkegel von Kristallen. Diese neue Endlage wird bei noch höherer Versuchstemperatur (500 bis 600° C) auch schon im gleichmäßig gedehnten Teil von Kristallen erreicht (Abb. 3). Voraussetzung dazu ist, daß die Ausgangsorientierung der Kristalle im Teil *A* des Orientierungsdreiecks (Abb. 1b) liegt.

Auch das Verhalten von Kristallen mit Orientierungen aus dem der Würfelachse [100] zu gelegenen Teil *B* des Orientierungsdreiecks weicht von dem für niedrigere Temperaturen charakteristischen ab. Die Orientierung der gedehnten Kristalle nähert sich hier der Würfelkante; eine Erreichung dieser Lage haben wir nicht beobachtet.

Zu den beiden Fällen, die zu einer Abweichung von dem Taylor-Elamschen Normalfall führen, ist noch zu bemerken, daß wiederholt auch schon vom Beginn der Dehnung ab die Gitterdrehung nicht der Betätigung des günstigst liegenden Oktaedertranslationssystems allein entspricht, sondern als Resultierende mehrerer gleichzeitig wirkender Translationen aufgefaßt werden muß.

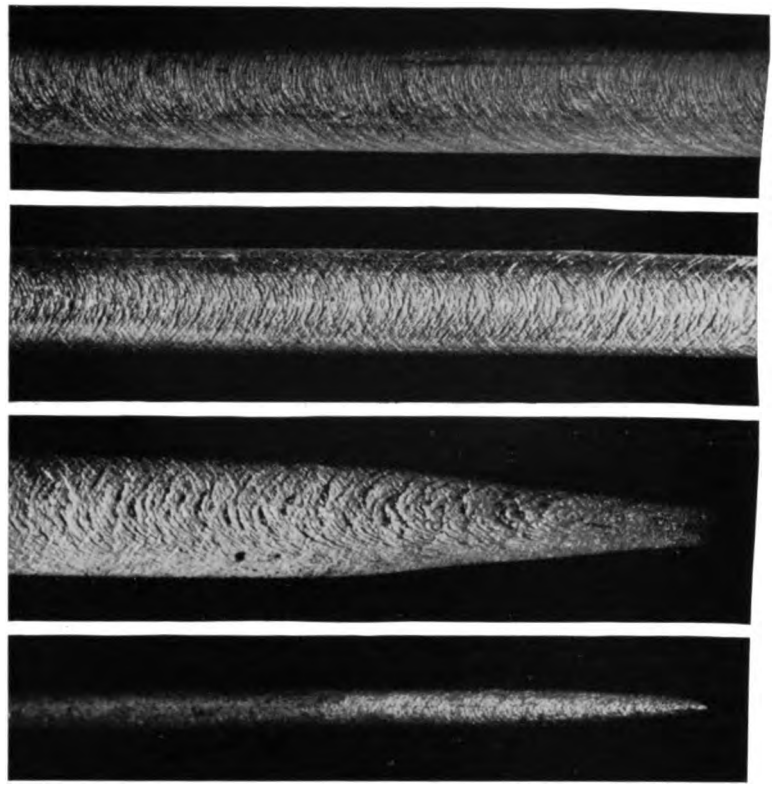


Abb. 4. Bei 400° C gedehnter Aluminiumkristall.
a) Einfache Oktaedergleitung. b) Doppelte Oktaedergleitung. c) und d) Neue Translation im Blick senkrecht und parallel der ursprünglichen Bandebene. $v = 6$.

Im Falle der Annäherung an die Raumdiagonale tritt mit der Abweichung von der gewohnten Gitterdrehung deutlich auch eine neue Formänderung der Kristalle auf (Abb. 4). Das Kristallband schnürt sich seitlich ein und zeigt im eingeschnürten Teil deutlich eine neue Translationsstreifung. Besonders klar tritt diese neue Streifung auf dem in Abb. 5 dargestellten Bild eines bei 600° C gedehnten Kristalls auf.

Die Bestimmung der Translationselemente der neuen Gleitung erfolgte auf röntgenographischem Wege. Die Translationsrichtung wurde durch eine Drehkristallaufnahme um die durch die Gestaltsänderung des Kristallbandes gegebene Richtung der Abgleitung erschlossen, die Translationsfläche durch eine Laueaufnahme senkrecht zur neuen Gleitebene. Abb. 6 und 7 stellen die so erhaltenen Bilder dar. Sie zeigen, daß die Gleitrichtung die Flächendiagonale, die Gleitfläche der neuen Translation die Würfelfläche ist. Die Betätigung der Würfelfläche als zweitbester Translationsfläche des Aluminiumkristalls gibt wieder ein Beispiel für die bisher stets gefundene Beziehung zwischen Belegungsdichte und Gleitfähigkeit, da ja die Würfelfläche die zweitdichtest belegte Ebene kubischflächenzentrierter Kristalle darstellt.

Auch die oben erwähnte Abwanderung nach der Würfelkante beruht auf der Wirksamkeit mehrerer Translationssysteme während der Dehnung der Kristalle. Da die neue Streifung hier jedoch nur sehr schwach erkennbar ist, konnte eine analoge röntgenographische Analyse nicht durchgeführt werden. Es besteht jedoch kein Grund, hier an der Betätigung eines weiteren Oktaedersystems als neues Translationssystem zu zweifeln. Wie Abb. 8 zeigt, ist in dem in Frage

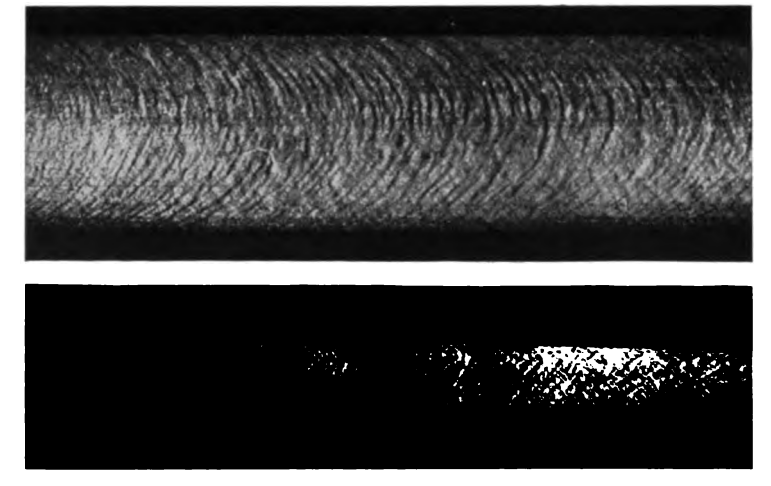


Abb. 5. Bei 600° C gedehnter Aluminiumkristall.
a) Einfache Oktaedergleitung. $v = 9$. b) Neue Translation. $v = 5$.

stehenden Orientierungsgebiet (*B*) ja in vier Oktaedergleitsystemen (welchen drei verschiedene Oktaederflächen angehören) die wirksame Schubspannung ungefähr gleich groß. Für Orientierungen in der Nähe von [112] sind dagegen die beiden geometrisch günstigst liegenden Oktaedersysteme gegenüber den nächstfolgenden stark bevorzugt, so daß hier ein kristallographisch

Digitized by Google

ungleichwertiges Translationssystem mit ins Spiel kommen kann.

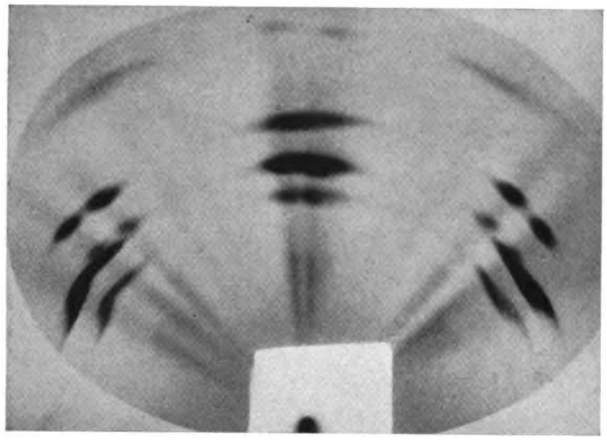


Abb. 6. Drehkristallaufnahme um die Translationsrichtung des neuen Translationssystems; [101] || Drehachse. Mo-Strahlung.

II. Dynamik der Translation.

Bei der dynamischen Kennzeichnung der Oktaedertranslation ist zunächst hervorzuheben, daß das bei Raumtemperatur bei Aluminiumkristallen stets beobachtete Fehlen einer ausgeprägten Streckgrenze auch für alle anderen hier verwendeten Temperaturen gilt. Auf Angabe von Initialschubspannungen für Aluminiumkristalle wurde daher verzichtet. Die Aluminiumkristalle stehen damit in bemerkenswertem Gegensatz zu den hexagonalen Metallkristallen, bei denen mit Temperaturerhöhung die Deutlichkeit der Streckgrenze erheblich zunimmt.

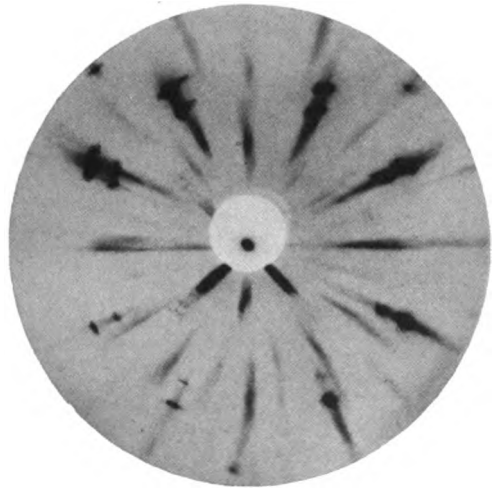


Abb. 7. Laueaufnahme senkrecht zur neuen Translationsfläche. Vierzähliges Bild.

In Abb. 9 sind zunächst als Beispiel Gesamtdehnungskurven einer Reihe ähnlich orientierter Kristalle wiedergegeben. Man sieht, daß die Verfestigung mit steigender Temperatur stark abnimmt, daß aber die Dehnung zwischen —185 und 300 °C merklich konstant bleibt. Auch hierin unterscheiden sich die Aluminiumkristalle von den hexagonalen Kristallen, bei denen Temperaturerhöhung im allgemeinen mit starker Vergrößerung der Dehnung verknüpft ist. Eine starke Zunahme erfährt das Ausmaß der Dehnung bei 400 und 500 °C; es folgt bei 600 °C ein erhebliches Wiederabsinken, das darauf zurückzuführen ist, daß sich hier zufolge des frühzeitigen Hinzutretens neuer Translationen die primäre und sekundäre Oktaedertranslation nicht voll auswirken können. Durch eintretende Rekristallisation ist der Ablauf der Dehnung in keinem Falle, auch nicht bei 600°, gestört worden. Lediglich an der äußersten Spitze der Fließkegel wiesen die bei 500 und 600° gedehnten Kristalle Kornzerfall auf.

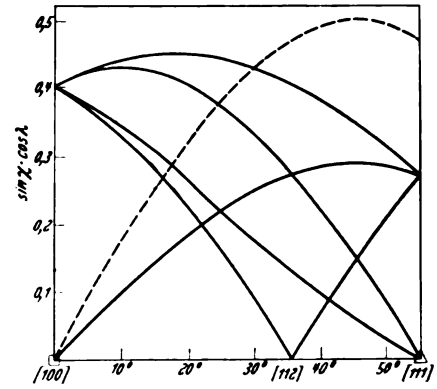


Abb. 8. Geometrische Begünstigung verschiedener Translationssysteme (für Kristallorientierungen in der (011)-Fläche zwischen [100] und [111])[1].
——— Oktaedergleitsysteme (jeder Kurve entsprechen zwei Systeme).
– – – – Bestes Würfelgleitsystem.
χ = Winkel zwischen Zugrichtung und Translationsfläche.
λ = Winkel zwischen Zugrichtung und Translationsrichtung.

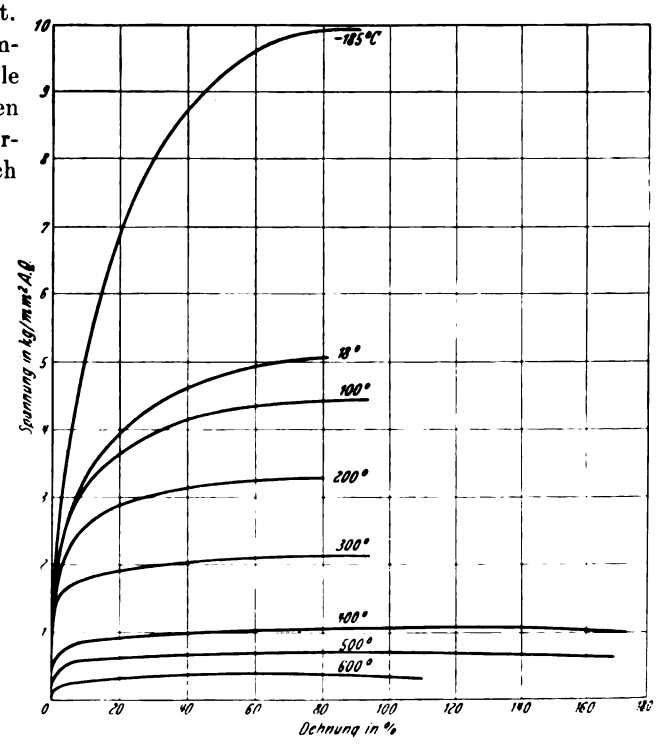


Abb. 9. Dehnungskurven von Aluminiumkristallen bei verschiedenen Temperaturen.
82° 50′ ≦ φ_1 ≦ 89° 30′; 51° 40′ ≦ φ_2 ≦ 62° 40′; 28° ≦ φ_3 ≦ 38° 20′
(φ_i = Neigungswinkel der Längsachse zu den drei Würfelachsen).

In Abb. 10 sind alle aufgenommenen Dehnungskurven als „Verfestigungskurven" wiedergegeben, soweit es sich um die primäre Oktaedertranslation (Abgleitung auf dem zuerst wirksam gewordenen System) handelt. Die in die Abbildung eingezeichneten Streubereiche umfassen je 8 bis 10 Einzelkurven. Wenn auch der Beginn

[1] Vgl. W. Boas und E. Schmid, Z. techn. Phys. Bd. 12, S. 71. 1931.

Digitized by Google

ausgiebiger Translation wegen der Unschärfe der Streckgrenze nicht zahlenmäßig angegeben werden kann, so ist doch aus der Abbildung erkennbar, daß der Einfluß der Temperatur von derselben Größenordnung ist wie bei den hexagonalen Metallen. Jedenfalls genügt auch bei —185 °C bereits eine Schubspannung von $\sim 800\,g/mm^2$ zur Herbeiführung deutlicher Oktaedertranslation. Im Gegensatz zur verhältnismäßig geringen Temperaturabhängigkeit des Dehnungsbeginns weist der Anstieg der Schubfestigkeit mit zunehmender Abgleitung ungefähr die gleiche starke Abhängigkeit von der Versuchstemperatur auf, wie sie von den Untersuchungen an hexagonalen Metallen her bekannt ist. Auch hier ist eine zahlenmäßige Darstellung durch Angabe von

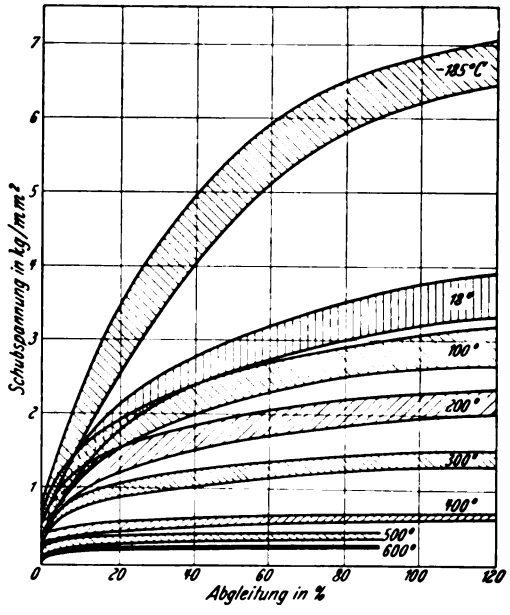


Abb. 10. Verfestigungskurven von Aluminiumkristallen bei verschiedenen Temperaturen.

Verfestigungskoeffizienten unmöglich, da eine Annäherung der Verfestigungskurven durch gerade Linien nicht zulässig ist. Die von uns für Raumtemperatur erhaltene Verfestigungskurve liegt zwischen den von Karnop und Sachs[1] und den von Weerts[2] angegebenen Mittelkurven.

Ebensowenig wie für das Oktaedergleitsystem können wir für das bei hohen Temperaturen auftretende Würfelgleitsystem die Initialschubfestigkeit angeben. Wohl aber können wir aus der Gitterlage, bei der sicher die Würfelgleitung einsetzt, eine Abschätzung ihrer Gleitfähigkeit im Verhältnis zu der einer Oktaederfläche durchführen. Allerdings handelt es sich dabei vorläufig noch um gedehnte Kristalle, so daß das entsprechende Verhältnis im unversehrten Ausgangskristall nicht notwendig dasselbe zu sein braucht. Der Abschätzung legen wir die Tatsache zugrunde, daß in der zunächst durch Oktaedertranslation erstrebten Endlage [112] Würfelgleitung einsetzt, die zur neuen Endlage [111] führt.

[1] R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116. 1927.

[2] J. Weerts, Forsch.-Arb. Ing. H. 323. 1929.

Im Falle einer Zugrichtung parallel [112] herrscht, wenn Z die angelegte Spannung ist, in den zwei günstigsten Oktaedertranslationssystemen eine Schubspannung

$$S_{(111)} = Z \cdot \sin 28° \cdot \cos 30° = 0{,}408\,Z,$$

im günstigst liegenden Würfelgleitsystem (vgl. die gestrichelte Kurve in Abb. 8)

$$S_{(100)} = Z \cdot \sin 54° 44' \cdot \cos 54° 44' = 0{,}471\,Z.$$

Das Eintreten der Würfelgleitung in der [112]-Lage sagt demnach aus, daß die Schubfestigkeit der Würfelfläche in Richtung einer Flächendiagnonalen die eines Oktaedertranslationssystems nur um etwa 15% übertrifft.

Welche technische Bedeutung dieser hier nachgewiesenen Würfeltranslation zukommt, kann heute noch nicht beantwortet werden. Insbesondere ist die Frage nach ihrem Anteil beim Zustandekommen der Deformationstexturen polykristallinen Materials noch offen.

Zusammenfassung.

Die Untersuchung der Dehnung von Aluminiumkristallen im Temperaturgebiet von —185 bis 600 °C zeigt, daß das Verhalten der Kristalle sich bei etwa 400 °C in auffälliger Weise ändert. Im Temperaturgebiet bis 400 °C bleibt der von Taylor und Elam beschriebene Normalfall der Translation bestehen. Eine Temperaturabhängigkeit des Unterschiedes in der Verfestigung von wirksamem und latentem Oktaedergleitsystem ist nicht festzustellen. Das Ausmaß der Dehnung nimmt in diesem Temperaturgebiet mit steigender Temperatur nicht zu. Auch die Ausbildung einer Streckgrenze wird bei Temperaturerhöhung keineswegs schärfer. Die Temperaturabhängigkeit der Verfestigung ist ungefähr gleich der früher an hexagonalen Metallkristallen gefundenen.

Bei Temperaturen oberhalb 400 °C zeigen die Kristalle je nach ihrer Orientierung verschiedenes Verhalten. Bei Kristallen mit Ausgangsorientierungen aus dem Gebiet zwischen Raumdiagonale, Flächendiagonale und [112]-Richtung tritt im Anschluß an die Oktaedergleitung eine neue Translation nach der Würfelfläche (mit der Flächendiagonalen als Gleitrichtung) auf, die es mit sich bringt, daß die Endlage derart orientierter Kristalle nicht mehr die [112]-Lage, sondern die Raumdiagonale ist. Eine Abschätzung der Gleitfähigkeit dieses neuen Translationssystems zeigt, daß seine Schubfestigkeit (allerdings nach vorangegangener Oktaedergleitung) nur um etwa 15% größer ist als die des Haupttranslationssystems. Auch bei Orientierungen aus dem Gebiet zwischen Würfelkante, Flächendiagonale und [112]-Richtung treten bei den hohen Temperaturen neue Translationen auf, die eine Abweichung der Endlage von der [112]-Richtung zur Würfelkante hin bedingen. Hier dürfte es sich um Betätigung weiterer Oktaedertranslationssysteme handeln.

Fräulein H. Möbes hat uns bei der Durchführung dieser Arbeit bestens unterstützt, wofür wir ihr herzlichen Dank sagen.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind wir für Bewilligung von Mitteln zu großem Dank verpflichtet.

Digitized by Google

Rückbildung des Rekristallisationsvermögens durch Rückformung.

Von **P. Beck** und **M. Polanyi**[1].

Die ersten Beobachtungen, aus denen geschlossen wurde, daß das Rekristallisationsvermögen durch Rückgängigmachung der Formänderung, die es herbeigeführt hatte, unter Umständen zurückgebildet werden kann, liegen schon fast ein Jahrzehnt zurück[2]. Dennoch hat die Literatur den Nachweis dieser Erscheinung nicht anerkannt. Es haben sogar neuerdings die Herren van Arkel und Ploos van Amstel auf Grund der Nachprüfung der ursprünglichen experimentellen Unterlagen ihre Existenz durchaus in Abrede gestellt[3]. Wir haben es daher als geboten erachtet, diese Frage, die uns von grundsätzlicher Bedeutung schien, einer neuen eingehenden Untersuchung zu unterziehen. Wir haben geprüft, inwiefern man das Rekristallisationsvermögen, das durch Biegung eines Kristallstabes einsetzt, durch Rückbiegung desselben beseitigen kann, und ob, wenn dies zutrifft, dabei auch die Verfestigung zurückgeht oder diese (wie bisher angenommen) auch bei rückläufigen Rekristallisationsvermögen weiter fortschreitet.

Abb. 1. Rekristallisation (außen und innen) an einem hakenförmig gebogenen Aluminiumkristall.

Wir haben zunächst Aluminiumeinkristallstäbe von etwa 0,5 cm Durchmesser und etwa 15 cm Länge um zylindrische Dorne kreisförmig gebogen und dann durch halbstündiges Ausglühen bei 640° C zur Rekristallisation gebracht. Bei ausreichender Schärfe der Krümmung erhält man auf die Weise an den äußeren und inneren Seiten der Kristalle Rekristallisationszonen, wie im Beispiel der Abb. 1 gezeigt ist. Man erkennt die Konfiguration besonders deutlich an einer Probe, bei der es gelang, die rekristallisierte Zone in der Hitze mechanisch abzulösen (Abb. 2). Wir sehen, daß die Rekristallisation bei gegebener Verformung nur bis zu einer gewissen Tiefe vorschreitet, und daß man diese Tiefe t aus der Breite der rekristallisierten Zone b mit ausreichender Genauigkeit ermitteln kann (Abb. 3). Auf die Korrekturgrößen, die dabei einzuführen waren, wollen wir hier nicht näher eingehen.

Man sieht also, daß das Wachstum der neuen Kristalle an einer wohldefinierten Grenzfläche haltmacht. Da diese Kristalle nach den verschiedensten kristallographischen Richtungen wachsend an diese Grenzfläche stoßen, so muß die Ursache dafür, daß das Wachstum an dieser Stelle aufhört, an dem zur Aufzehrung gelangenden Kristalle selbst gelegen sein. Die Rekristallisationszone kann also als das Bereich betrachtet werden, in dem die Kaltbearbeitung eine „Aufzehrbarkeit" des verformten Kristalles hervorgerufen hat. Als zahlenmäßiges Maß der Aufzehrarbeit ist in der Folge der aufgezehrte Anteil des Durchmessers $V = \frac{t_1 + t_2}{d}$ eingeführt worden.

Abb. 2. Sichtbarmachung der Begrenzungsfläche der Rekristallisationszone (Probestück hakenförmiger Kristall, wie in Abb. 6).

Da aus älteren Erfahrungen anzunehmen war, daß die gesuchte mechanische Rückbildung des Rekristallisationsvermögens bei hochgradiger Kaltbearbeitung nicht vorhanden ist, so waren wir bestrebt, für unsere Versuche das Gebiet aufzusuchen, in dem die Formänderung gerade ausreicht, um (bei höchst zulässigen Glühtemperaturen) eine Rekristallisation anzuregen. Es trat dabei eine Schwierigkeit auf, indem sich zeigte, daß die Kristalle, wenn man sie biegt, im allgemeinen auch eine Drillung erfahren, durch die die Formänderung ungleichmäßig wird. Um dies zu vermeiden, muß man die Biegung in bestimmten kristallographischen Ebenen vornehmen, die je nach der kristallographischen Orientierung der Stabachse verschieden sind. Im ganzen stellten sich dabei vier Gruppen heraus, deren Kennzeichen in der untenstehenden kleinen Tabelle aufgeführt sind. Für jeden dieser Fälle ist das Maß der Krümmung, bei der die Rekristallisation einsetzt, verschieden, und es wechselt auch die Lage der Rekristallisationszone, indem der Stab bei der einen Gruppe zunächst innen, bei der anderen zunächst außen rekristallisiert. Der Kürze halber beschränken wir uns darauf, das Verhalten nur einer Gruppe (der Gruppe I) darzustellen, deren Bild sich jedoch bei den anderen Gruppen typisch wiederholt.

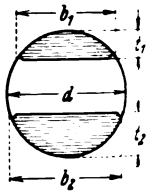


Abb. 3. Schema, nach dem die Tiefen t_1 und t_2, bis zu denen die Rekristallisation vordringt, aus den Breiten b_1 und b_2 der rekristallisierten Zonen berechnet wurden.

Gruppe	Orientierung der Stabachse in Nähe von	Biegungsebene in Nähe von
I	[100]	(001)
II	[110]	(001)
III	[111]	(011)

Die Kurve A (Abb. 4) zeigt das Einsetzen und weitere Anwachsen der Aufzehrbarkeit mit fortschreitender Ver-

[1] Original: Z. Elektroch. Bd. 37, Nr. 8/9, S. 521. 1931.

[2] Vgl. Ergebn. Exakt. Naturw. Bd. 2. 1923. Artikel: Masing-Polanyi: „Kaltreckung und Verfestigung". Die betreffenden Abschnitte IV, 7, 8 und 9 beruhen auf einem Vortrag von M. Polanyi: Rekr. Ausschuß d. Ges. f. Metallk. 1922 (s. Fußnote 52). Die Untersuchung ist gemeinsam mit E. Schmid an Sn-Kristallen ausgeführt worden. (Verh. d. Dt. Phys. Ges. Bd. 4. 1923; Z. Phys. Bd. 32, S. 684. 1925.) Versuche über die Al-Kristalle von J. Czochralski: Proc. Int. Congr. Appl. Mec. Delft, 1924, und Z. Metallk. Bd. 17, S. 1, 1925, lieferten neuartige Bestätigung der Erscheinung. Ergänzung durch G. Sachs, Z. Metallk. Bd. 18, S. 209. 1926. Siehe auch M. Polanyi: Naturwissensch. Bd. 16, S. 285. 1928.

[3] Z. Phys. Bd. 62, S. 46. 1930.

Digitized by Google

formung (die zahlenmäßig durch die prozentuelle Dehnung der äußersten Faser ausgedrückt ist) — wobei zunächst (bei 1) die Rekristallisation an der Innenseite beginnt und dann (bei 2) auch auf der Außenseite eintritt.

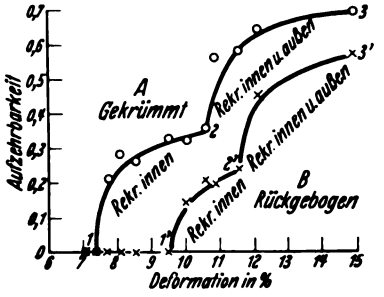


Abb. 4. Entstehung des Rekristallisationsvermögens durch Biegung und seine Rückbildung durch Rückbiegung bei wachsender Deformation.

Beim Einsetzen dieser zwei Rekristallisationsetappen steigt jeweils die Aufzehrbarkeit sehr rasch an, und zwar so, daß nach einem knickförmigen Ansatz ein stark konvexer Kurventeil folgt. In der Abb. 5 sind drei verschieden stark gebogene und dann ausgeglühte Kristalle photographiert, von denen der erste gar nicht, der zweite nur innen, der dritte sowohl innen als auch außen rekristallisiert ist.

Abb. 5. Einsetzen des Rekristallisationsvermögens bei wachsender Krümmung.

Nach diesen Vorbereitungen konnte die Wirkung der Rückbiegung auf das Rekristallisationsvermögen (Aufzehrbarkeit) vorher gebogener Kristalle untersucht werden. Der besseren Kontrolle halber wurden diese Messungen so ausgeführt, daß gebogene Kristalle etwa zur Hälfte wieder gerade gebogen wurden und man den so gewonnenen hakenförmigen Körper zur Rekristallisation brachte. So konnte an diesen Probestücken nebeneinander die Rekristallisation des gebogenen und des zurückgebogenen Teiles unter völlig gleichen Bedingungen untersucht werden. Man hat dabei noch in den Übergangsstellen zwischen dem gekrümmten und wieder geradegerichteten Teil Anhaltspunkte dafür, in welcher Weise das Rekristallisationsvermögen durch die Rückbiegung allmählich beeinflußt wird. Die Abb. 6 zeigt solche hakenförmige Probekörper, die wir untersucht haben.

Die Ergebnisse der Rekristallisationsversuche an den geradegerichteten Kristallteilen sind für die Gruppe 1 in der Abb. 4 durch Kreuze eingetragen und durch den Kurvenzug *B* dargestellt. Die Abszissen geben diesfalls das Maß der Verformung an, die vor der Rückbiegung bestand. Man sieht, daß es einen erheblichen Bereich (im Intervall 1 bis 1′ gibt) innerhalb dessen, das durch Biegung erzeugte Rekristallisationsvermögen durch Geraderichtung völlig beseitigt wird. Bei schärferen Krümmungen ist die Wirkung der Wiederaufrichtung nicht mehr so vollständig, äußert sich aber doch auch hier sehr deutlich insofern, als die Aufzehrbarkeit überall erheblich unter die Werte herabgedrückt erscheint, die bei der Biegung entstanden waren. Auch für den Kurvenast *B* gilt, wie für *A*, daß die Rekristallisation zuerst auf der Innenseite und dann (vom Knickpunkt 2′ ab) auf der Außenseite erscheint. Da der Knickpunkt 2′ in der *B*-Kurve in bezug auf den Knickpunkt 2 der *A*-Kurve deutlich nach höheren Verformungen zu versetzt ist, so besteht bezüglich der Außenrekristallisation ebenfalls ein Intervall, in dem die Rückformung das Rekristallisationsvermögen völlig beseitigt. Beispiele für die in den verschiedenen Bereichen verschiedenartigen Wirkungen der Rückformung sind in Abb. 6 gezeigt. Im ganzen liefern die Beobachtungen den Nachweis, daß ein Verformungsintervall von rund 7% bis mindestens 15% gibt, innerhalb dessen das Rekristallisationsvermögen der gebogenen Kristalle durch Geraderichtung entweder ganz beseitigt oder jedenfalls erheblich herabgesetzt wird. Bei den stärksten Verformungen zeigt sich ein Abfall der Wirkung, was, wie gesagt, für sehr weitgehende Formänderungen auch früheren Erfahrungen entspricht.

1 2 3 4 5

Abb. 6. Hakenförmige Probekörper bei wachsendem Krümmungsgrad. Illustration zum Schaubild Abb. 4.

Nr.	Deformation	Im gekrümmten Teil	Im rückgebogenen Teil
1	7,05%	Keine Rekristallisation	Keine Rekristallisation
2	8,55%	Rekristallisation innen	
3	10,05%		Rekristallisation innen
4	10,90%	Rekristallisation innen und außen	Rekristallisation innen und außen
5	12,15%		

Wie bereits erwähnt, kann man das Intervall, das zwischen den Kurven *A* und *B* gelegen ist, auf Grund der Beobachtungen der Rekristallisation an den zwischen den

Digitized by Google

krummen und geradegerichteten Kristallteilen gelegenen Übergangsstellen wenigstens orientierungsweise überbrücken, indem man die hier allmählich steigende Wirkung der Rückbiegung an dem Schmalerwerden des rekristallisierten Bereiches verfolgt. Das Ergebnis solcher Feststellungen ist graphisch in der Abb. 7 und 8 für die

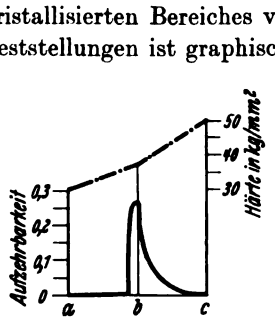


Abb. 7.

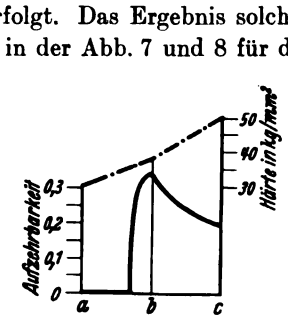


Abb. 8.

Abb. 7 und 8. Änderung der Aufzehrbarkeit und der Härte bei Biegung (Abschnitt *a* bis *b*) und bei Rückbiegung (Abschnitt *b* bis *c*).

Verformungen 8% bzw. 10% dargestellt. Die Kurvenzüge folgen im ansteigenden Teil der Kurve *A* aus Abb. 4, die abfallenden Kurventeile sind aus dem Übergangsgebiet zwischen gebogenen und geradegerichteten Kristallteil abgelesen. Die Kurven zeigen zwar nichts wesentlich Neues, dürften aber zur Einprägung der Erscheinung dienen.

In denselben Abbildungen ist zum Vergleich auch noch der Verlauf der Härte bei Biegung und Rückformung dargestellt. Es handelt sich um das Ergebnis von Prüfungen mit Hilfe der Kugeldruckprobe, die zuerst an dem Ausgangskristall (*a*), dann an dem hakenförmigen Probekörper, und zwar an dem gekrümmten (b) und auch an den geradegerichteten Teilen (*c*) ausgeführt wurden. Die Ergebnisse liefern den deutlichsten Beweis dafür, daß die Rückformung, die das Rekristallisationsvermögen ganz oder teilweise beseitigt, auf die von der Formänderung erhöhte Festigkeit keinen ähnlichen Einfluß hat, sondern diese noch weiter steigert.

Zur Erklärung des ganzen Sachverhaltes greifen wir, wie das schon bei früheren Gelegenheiten geschehen ist, darauf zurück, daß jede Verformung von einer Biegung der Gleitschichten begleitet ist, die zu zwei Arten von Abweichungen vom normalen Bau führt, nämlich erstens zur Ansammlung von Spannungen in den gebogenen Gleitschichten und zweitens zu einer Unterteilung des Gitters durch innere Trennungsflächen. Durch Geraderichtung des Kristalls kann der im Innern der Gleitschichten angehäufte Spannungsgehalt weitgehend ausgeglichen werden. Dagegen ist es unwahrscheinlich, daß man auf diese Weise die entlang der inneren Trennungsfläche aus der Reihe gebrachten Atome wieder in den Gitterbau einfügen kann. Da das Rekristallisationsvermögen durch Rückformung zurückgeht, die Verfestigung dagegen nicht, wird man naturgemäß annehmen, daß erstere durch den Spannungsgehalt der Gleitschichten verursacht ist, wogegen die Verfestigung auf den Trennungsflächen beruht.

Zur Rekristallisation von Aluminiumblech.

Von **E. Schmid** und **G. Wassermann**[1].

So wie bei der Kaltreckung entstehen auch bei der Rekristallisation bearbeiteter Metalle häufig Gefügeregelungen (Rekristallisationstexturen), welche für das Verhalten des Werkstückes von ausschlaggebender Bedeutung sein können.

Die kubisch-flächenzentrierten Metalle lassen sich hinsichtlich der Rekristallisationstexturen gewalzter Bleche ebenso in zwei Gruppen einteilen wie hinsichtlich der Walztexturen. Silber- und α-Messingblech, bei denen eine Walzlage mit der (110)-Ebene in der Walzebene, der [112]-Richtung in der Walzrichtung auftritt, zeigen eine Rekristallisationstextur, welche durch die Lage [112] parallel der Walzrichtung, (113) parallel der Walzebene beschrieben werden kann. In Kupfer- und Nickelblech ist dagegen die Walztextur durch eine doppelte Kristallitanordnung zu beschreiben. Außer der oben angegebenen Orientierung tritt hier auch die (112)-Ebene in der Walzebene mit der [111]-Richtung in der Walzrichtung auf. Die Rekristallisationstextur dieser beiden Metalle ist die „Würfellage", bei der in der Walzebene eine Würfelfläche, in der Walzrichtung eine Würfelkante liegt. Aluminium, das mit seiner Walztextur zur zweiten Gruppe gehört, schien bisher hinsichtlich der Rekristallisationstextur eine Ausnahme zu bilden. Hier wurde bei der Glühung gewalzter Bleche stets Übergang in die regellose Orientierung beobachtet[1]. Eine von der Walztextur verschiedene Rekristallisationstextur konnte bisher nicht aufgefunden werden[2].

Unsere Versuche zeigen nun, daß auch bei Aluminium die Würfellage als Rekristallisationstextur auftritt. Das Material, das diese Textur aufwies, war technisches Aluminiumband von 0,09 mm Dicke, das durch einsinniges Walzen hergestellt worden war. Der Reinheitsgrad betrug 99,74% (0,05 Si, 0,21% Fe[3]).

Die Bestimmung der Textur erfolgte mit Hilfe von Drehaufnahmen, da für das übliche Verfahren der Durchstrahlung feststehender Proben das Gefüge zu grob war. Die Würfellage trat bereits nach $4^1/_2$stündiger Glühung bei 400° C sehr deutlich zutage. Die in Abb. 1 bis 3 wiedergegebenen Aufnahmen wurden an Material erhalten, das 5 Std. bei 500° C ausgeglüht worden war. Als Drehachse wurden die Walzrichtung, die Querrichtung und die Winkelhalbierende dieser Richtungen benutzt. Walz- und Querrichtung gaben hierbei übereinstimmende Bilder. Aus den auftretenden Interferenzen ergibt sich einwandfrei, daß jeweils Würfel-

[1] Original: Metallwirtsch. Bd. 10, S. 409. 1931.

[1] R. Glocker und H. Widmann: Z. Metallkunde Bd. 18, S. 41. 1927.

[2] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Physik Bd. 56, S. 485. 1929.

[3] Für Überlassung des Materials sind wir der Vereinigte Aluminium-Werke A.-G., insbesondere Herrn H. Röhrig, zu bestem Dank verpflichtet.

Digitized by Google

achsen in der Drehachse lagen. Die Drehaufnahme um die 45°-Richtung ergibt dementsprechend ein Schichtliniendiagramm um die Flächendiagonale. Wie man aus den Aufnahmen erkennt, ist die Schärfe der Einstellung der Würfellage gut. Eine genaue Angabe der Streuungen läßt sich aus den Drehaufnahmen allerdings nicht machen. Da das Diagramm der um die Walzrichtung gedrehten Probe deutlicher ausgeprägte Maxima aufweist als das bei Drehung um die Querrichtung erhaltene, scheint die Streuung um die Walzrichtung die größere zu sein.

Unsere Vorstellungen über das Zustandekommen der Rekristallisationstexturen sind heute noch sehr unentwickelt. Ein interessanter Versuch in dieser Richtung ist kürzlich von W. G. Burgers[1] unternommen worden. Allerdings wird dabei auch von der durch die vorliegenden Versuche widerlegten Ansicht ausgegangen, daß Walz- und Rekristallisationstextur des polykristallinen Aluminiums übereinstimmen.

Entsprechend der Anisotropie der Kristallitanordnung ist naturgemäß auch eine Anisotropie vektorieller Eigenschaften im rekristallisierten Blech zu erwarten. Die als Beispiel von uns untersuchten Festigkeitseigenschaften ließen denn auch deutlich den Einfluß der Richtung in der Blechebene erkennen. Zahlentafel 1 gibt die unter verschiedenen Winkeln zur Walzrichtung erhaltenen Werte von Festigkeit und Dehnung wieder.

Zahlentafel I.

Winkel zur Walzrichtung	Festigkeit kg mm²	Dehnung in Prozent
0	5,80	6,1
22,5°	5,98	9,8
45°	6,54	12,0
67,5°	6,17	11,1
90°	6,00	7,4

Die Anisotropie des Bleches tritt aus den Zahlen deutlich hervor. Dem Sinne nach ist sie durchaus auf Grund der vorliegenden Textur und der von v. Göler und Sachs[1] am Einkristall festgestellten Orientierungsabhängigkeit von Festigkeit und Dehnung zu verstehen. Die im Blech gefundenen niedrigen Absolutwerte sind wohl auf die hohe Glühtemperatur und den großen Reinheitsgrad unseres Materials zurückzuführen.

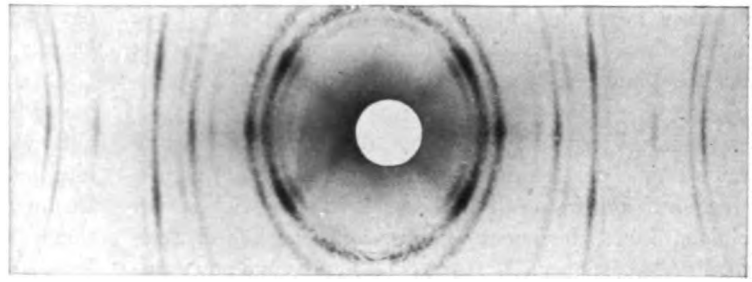


Abb. 1. Drehungsachse // Walzrichtung.

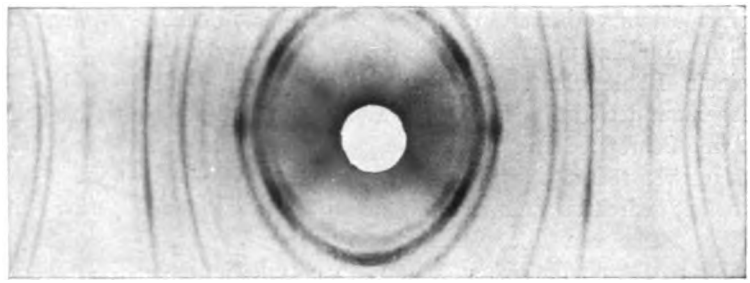


Abb. 2. Drehungsachse // Querrichtung.

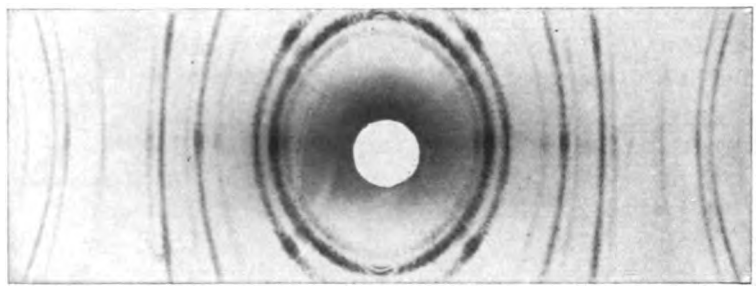


Abb. 3. Drehungsachse // 45°-Richtung.
Abb. 1 – 3. Drehdiagramme rekristallisierten Aluminiumbleches, 5 Std. bei 500° C geglüht.

[1] W. G. Burgers: Z. Physik Bd. 67, S. 605. 1931.

[1] Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. techn. Physik Bd. 8, S. 586. 1927.

Einfluß von Kaltreckung auf die Plastizität bei erhöhten Temperaturen.

Von **E. Schmid** und **G. Wassermann**[1].

Der atomistische Grundvorgang der plastischen Verformung ist völlig verschieden, je nachdem es sich um kristalline oder amorphe Körper handelt. In den Kristallen ist die Translation der Träger der großen Formänderungen. Sie besteht darin, daß einzelne Schichten parallel wichtiger Netzebenen in Richtung dicht besetzter Gitterkanten aneinander abgleiten. Im Gegensatz zu dieser typisch kristallographischen Verformungsart scheint die Plastizität amorpher Körper thermischer Natur zu sein (R. Becker[1]). Die unregelmäßige Temperaturbewegung der einzelnen Atome und Molekeln führt hier zu Platzwechseln, von denen unter Einfluß von Spannungen naturgemäß jene bevorzugt sein werden, die zur Entlastung bzw. Verformung im Sinne der Beanspruchung führen.

Becker (a. a. O) hat nun darauf hingewiesen, daß diese „amorphe Plastizität" auch bei kristallinen Körpern (Metallen) vorkommen kann, nämlich dann, wenn

[1] Original: Z. Metallkunde Bd. 23, S. 242. 1931.

[1] Z. techn. Phys. Bd. 7, S. 547. 1926.

Digitized by Google

ein durch Verfestigung gestörtes Gitter bei geeigneten Temperaturen mit Hilfe von Platzwechseln der Gitterpunkte wieder in den ungestörten Ausgangszustand zurückzukehren sucht (Kristallerholung, Rekristallisation). Einige Versuche von F. Koref[1] an Wolframdrähten waren in guter Übereinstimmung mit dieser Auffassung. Ein Nachweis der amorphen Plastizität auch an anderen Metallen scheint bisher nicht vorzuliegen.

Unsere Versuche zeigen nun, daß die erhöhte Plastizität während der Rekristallisation (und Erholung) keineswegs auf Wolfram allein beschränkt ist. Schon vor einigen Jahren beobachteten wir, daß bei erhöhter Temperatur bei gleicher Belastung eines harten und eines ausgeglühten Kupferdrahtes der harte Draht stärker floß als der rekristallisierte. Die Versuche wurden nun mit einer etwas verbesserten Anordnung wieder aufgenommen. Die Fassungen am unteren Ende der vertikal in einem Röhrenofen gespannten Drähte (30 cm Länge) lagen auf den kurzen Armen von Hebeln auf, deren lange Arme Schreibfedern trugen. Die Dehnungen wurden so 5fach vergrößert auf einer mit gleichmäßiger Geschwindigkeit gedrehten Trommel aufgezeichnet. Das Ergebnis einer Reihe von Fließversuchen an Kupfer- und Aluminiumdrähten, die sich auf eine Beobachtungsdauer von 60 Min. erstrecken, ist in Tabelle 1 wiedergegeben. Mit einer einzigen Ausnahme ergibt sich stets stärkeres Fließen des harten Drahtes.

Tabelle 1. Dehnung von Drähten beim Fließen unter konstanter Last.

Kupferdraht 1.75 mm Durchmesser				Aluminiumdraht 1 mm Durchmesser			
Last in kg	Versuchstemperatur	Dehnung (willkürl. Einheiten) harter Draht	weicher Draht	Last in kg	Versuchstemperatur	Dehnung (willkürl. Einheiten) harter Draht	weicher Draht
2	500°	19	17	1	300°	14,5	14
2		19	19	1		14	12
3		19	16	1,5		31	29,5
3		18	16	1,5		28	24
3		18,5	17,5				
5		29,5	27	1,5	350°	61	56
5		39,5	38	1,5		56	44
5		30,5	27,5	1,5		59	61

Noch sehr viel deutlicher tritt die Erscheinung bei der Aufnahme von Fließkurven im Polanyischen Fadendehnungsgerät[2] zutage. In der von uns verwendeten Form ist dieses Dehnungsgerät in Abb. 1 dargestellt. Die Durchführung der Versuche geschah in der Weise, daß die Spannung des Drahtes, die als Durchbiegung des die obere Fassung tragenden Stahlbleches mit Fernrohr und Skala abgelesen werden kann, durch Drehung der die untere Fassung tragenden Mikrometerschraube konstant gehalten wurde. Die Einrichtung des Gerätes gestattet es, daß der Versuchsdraht mit beiden Fassungen in ein Bad von der gewünschten Temperatur gebracht werden kann. Die Aufnahme der Fließkurven erfolgte durch Ablesung der Schraubenstellung in gleichen Zeitabständen.

[1] Z. techn. Phys. Bd. 7, S. 544. 1926.
[2] Z. techn. Phys. Bd. 6, S. 171. 1925.

Die zu den Versuchen benutzten Kupferdrähte hatten einen Durchmesser von 0,15 mm. Die Ausgangsspannung betrug stets 1,6 kg/mm², die Einspannlänge 18 mm; das Fließen wurde bis zu 15 Min. nach Aufbringen der Spannung beobachtet. Die als weich bezeichneten Drähte waren zuvor 3 Std. bei 600° im Vakuum geglüht worden. Im Röntgenbild ließen sie deutlich den Beginn der Rekristallisation erkennen. Ihre Zugfestigkeit betrug 24kg/mm², die Dehnung 30% gegenüber den für den harten Ausgangsdraht gültigen Werten von 46 kg/mm² und ≈1%. Das Ergebnis der Versuche ist in Abb. 2 dargestellt. Bei Temperaturen zwischen 250° bis 400° zeigt sich ein ganz erheblich stärkeres Fließen des harten Drahtes, der sich z. B. bei 350° nach 15 Min. mehr als 4mal so weit gedehnt hat wie der geglühte. Bei 200° sind die Unterschiede nur gering; hier ist der weiche Draht der plastischere. Bei hohen Temperaturen fließen beide Drähte mit ungefähr gleicher Fließgeschwindigkeit.

Abb. 1. Fadendehnungsapparat nach M. Polanyi zur Fließkurvenaufnahme bei verschiedenen Temperaturen.

Die Kurven der Abb. 2 stellen mittlere Fließkurven aus 3 bis 10 Einzelkurven dar. Die Streuungen dieser Einzelkurven sind verhältnismäßig klein; bereits bei 250° liegt die flachste, einem harten Draht zugehörige Kurve noch erheblich über der steilsten, mit einem geglühten Draht erhaltenen.

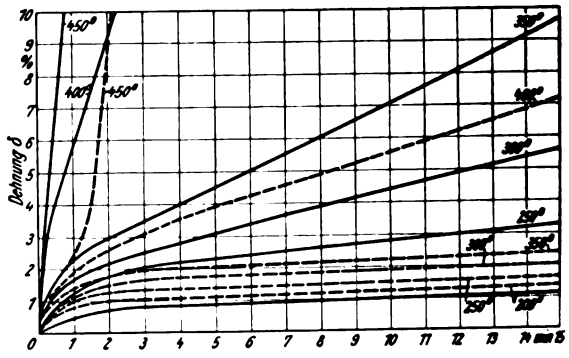


Abb. 2. Temperaturabhängigkeit der Fließkurven von hartem und weichem Kupferdraht.
—— hart, – – – weich.

Im Sinne der Beckerschen Auffassung scheint der hier beobachtete Tatbestand gut erklärbar zu sein. Bei tiefen, weder Erholung noch Rekristallisation bewirkenden Temperaturen tritt allein die Kristallplastizität zutage. Demgemäß fließt der geglühte Draht hier stärker als der harte. Mit steigender Versuchstemperatur tritt nun die thermische Kristallerholung (und Rekristalli-

Digitized by Google

sation) immer mehr in Erscheinung. Die durch Platzwechsel bedingte Plastizität erreicht sehr bald die kristalline Plastizität des geglühten Drahtes und übertrifft sie bei weiterer Temperatursteigerung ganz außerordentlich. Bei sehr hohen Temperaturen, bei denen die Rekristallisation in einer im Vergleich zur Versuchsdauer kurzen Zeit erfolgt, tritt schließlich auch im Falle des ursprünglich harten Drahtes sehr bald nur die dem geglühten eigentümliche, kristalline Plastizität auf.

Für die Praxis scheinen uns die Ergebnisse nicht unwichtig zu sein. Sollte nämlich die erhöhte Formbeständigkeit geglühter Werkstoffe bei höheren Temperaturen in der Tat eine allgemeine Erscheinung sein[1], so könnte in vielen Fällen, in denen der Werkstoff im Gebiet der Erholungs- bzw. Rekristallisationstemperatur beansprucht wird, seine Verwendung in geglühtem Zustand der in kaltbearbeitetem vorzuziehen sein.

[1] Versuche mit Aluminiumdrähten im Fadendehnungsapparat sind noch nicht zum Abschluß gelangt. Es zeigte sich auch hier, daß der harte Draht im allgemeinen stärker fließt als der weiche (s. a. Tab. 1).

Über die Walztextur von Cadmium.

Von **E. Schmid** und **G. Wassermann**[1].

Von den Walztexturen hexagonaler Metalle sind die des Zinks und Magnesiums bereits bestimmt und auch auf Grund der Vorgänge bei der plastischen Verformung einzelner Kristalle gedeutet worden[2]. Über die Walztextur des Cadmiums liegen einige Angaben von G. D. Preston[3] vor, denen zufolge große Unterschiede gegenüber der Textur von Zinkblechen bestehen würden. Daraufhin von uns durchgeführte, orientierende Versuche brachten uns jedoch zu der Ansicht, daß die Kristallitenorientierung in gewalzten Zink- und Cadmiumblechen sehr ähnlich ist[4]. Bei der so weitgehenden Analogie der Deformationsmechanismen beider Metalle waren tiefgreifende Unterschiede in den Deformationstexturen wenig wahrscheinlich. Über die vollständige Bestimmung der Walztextur des Cadmiums wird im nachfolgenden berichtet.

Als Versuchsmaterial diente Cadmium „Kahlbaum", das kalt und unter Erhaltung der Walzrichtung von 10 mm Dicke auf 0,05 mm heruntergewalzt worden war. Wie in den Versuchen von Jenkins und Preston wurde das Blech nach jedem Walzstich in Wasser gekühlt. Trotzdem weisen die erhaltenen Diagramme deutliche Rekristallisation nach. Wegen der an hexagonalen Metallen bisher stets beobachteten Übereinstimmung von Deformations- und Rekristallisationslage dürfte hierdurch wohl keinerlei Unsicherheit in der Ermittlung der Walztextur bedingt sein.

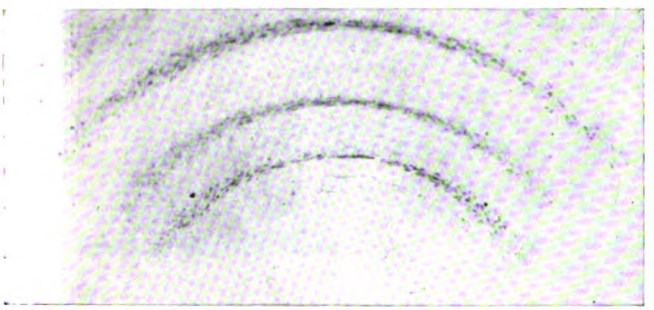


Abb. 1. Um die Querrichtung um 83° geneigt. (Mo-Strahlung.)

Abb. 2. Um die Walzrichtung um 83° geneigt. (Mo-Strahlung.)

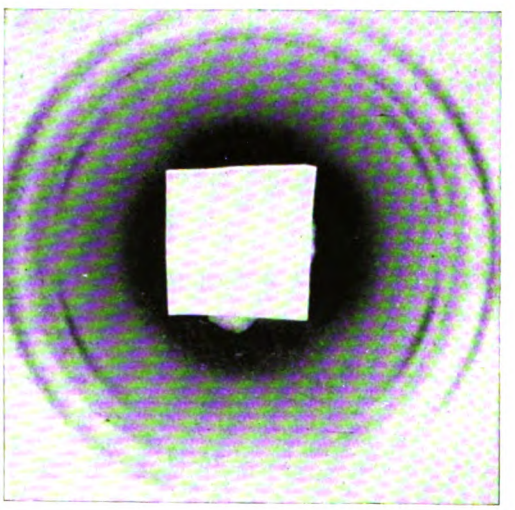


Abb. 3. Drehaufnahme um die Walzrichtung (Cu-Strahlung).

Abb. 1—3. Diagramme gewalzter Cadmiumbleche.

Zur genauen Feststellung der Textur wurde eine Reihe von Aufnahmen unter verschiedenem Einfallswinkel des Röntgenstrahles in bezug auf die Blechebene gemacht. Zwei Beispiele der so erhaltenen Diagramme sind in den Abb. 1 und 2 dargestellt. Abb. 1 zeigt eine Aufnahme, bei der das Blech um 83° um die Querrichtung gedreht war. (Mo-Kα-Strahlung; $\vartheta/2_{(0001)} = 7° 17'$.) Diese Aufnahme entspricht also der Fig. 33 der Arbeit von Jenkins und Preston und zeigt durch das Fehlen des Basis-Debye-Scherrer-Kreises nochmals, daß die

[1] Original: Metallwirtschaft Bd. 9, S. 735. 1931.

[2] E. Schmid und G. Wassermann: Metallwirtschaft Bd. 9, S. 698. 1930. — E. Schiebold und G. Siebel: Z. Physik Bd. 69, S. 458. 1931.

[3] C. H. M. Jenkins und G. D. Preston: J. Inst. of Met. Bd. 45, S. 307. 1931.

[4] E. Schmid und G. Wassermann: J. Inst. of Met. Bd. 45, S. 342. 1931.

Digitized by Google

Walzebene frei von Basislagen ist. Abb. 2, die nach Neigung des Bleches um 83° um die Walzrichtung erhalten worden ist, zeigt, daß in der Ebene Blechnormale-Walzrichtung im Gegensatz zu der Ebene Blechnormale-Querrichtung hexagonale Achsen ausstechen. Die Lage größter Häufigkeit befindet sich nach dieser Aufnahme unter einem Winkel von 30° zur Blechnormalen. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem aus der Drehaufnahme (Abb. 3) erschlossenen Winkel von 27°.

Das Ergebnis der Texturbestimmung mit Hilfe von 12, unter verschiedenen Einfallswinkeln erhaltenen Diagrammen ist in Abb. 4 als Polfigur der Basis wiedergegeben. Die große Ähnlichkeit mit der Walztextur des Zinks (Abb. 5) fällt unmittelbar ins Auge. Wieder ist die Ebene Blechnormale-Querrichtung frei von Basisloten, während die Ebene zur Walzrichtung am dichtesten belegt ist. Die Belegungsdichte fällt in dieser Ebene von dem Maximum nach der Walzrichtung zu in einem großen Winkelbereich allmählich, nach der Blechnormalen zu in kleinem Winkelbereich sehr rasch ab. Die Unterschiede, die gegenüber der Walztextur des Zinks bestehen, sind im einzelnen folgende: Das Maximum der Belegungsdichte, das beim Zink etwa 20° von der Blechnormalen entfernt liegt, tritt beim Cadmiumblech in einem Winkelabstand von etwa 30° auf. Diese Verschiebung bedingt bei dem steilen Abfall der Belegungsdichte zur Normalen hin, daß beim Cadmium die Blechebene praktisch frei von Basislagen ist. Die Streuung gegen die Walzrichtung hin reicht beim Cadmiumblech nur etwa halb so weit wie beim Zink.

Im großen und ganzen halten wir die für die Entstehung der Walztextur von Zink gegebene Deutung auch für den Fall von Cadmium für zu Recht bestehend. Worauf die geringen Unterschiede der beiden Texturen beruhen, können wir heute noch nicht angeben. Möglicherweise spielt hier doch die beim Cadmium eintretende Rekristallisation eine Rolle.

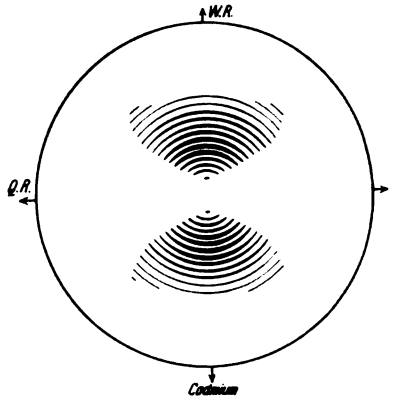


Abb. 4.

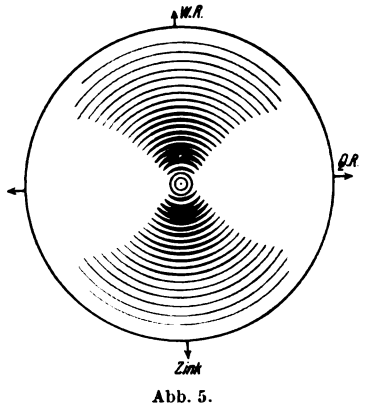


Abb. 5.

Abb. 4 u. 5. Walztextur von Cadmium und Zink. Polfigur der Basis. *W.R.* = Walzrichtung, *Q.R.* = Querrichtung.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind wir für Unterstützung unserer Versuche zu großem Dank verpflichtet.

Wechseltorsionsversuche an Zinkkristallen.

Von **W. Fahrenhorst** und **E. Schmid**[1].

Trotzdem die Zahl der Untersuchungen über den Dauerbruch heute schon ganz außerordentlich groß ist, verfügen wir doch noch keineswegs über eine befriedigende physikalische Erklärung dieser technisch so gefürchteten Erscheinung. Eine kurze Gegenüberstellung der verschiedenen vorgebrachten Deutungsversuche mag zeigen, wie weit wir von einer einheitlichen Auffassung noch entfernt sind.

Am zahlreichsten sind die Versuche, die Dauerfestigkeit mit Größen, die den Verformungswiderstand des Materials kennzeichnen, zu verknüpfen. Es seien hier nur die Namen Welter (Elastizitätsgrenze), Stribeck, Herold, Mailänder und Houdremont (Streckgrenze und Festigkeit) genannt[2]. Kuntze[3] gibt eine Formel, in der die Schwingungsfestigkeit durch die „Schwingungsfließgrenze" und die „Kohäsionsverfestigung" (die empirisch aus dem Verhalten der Trennfestigkeit gewonnen wird) ausgedrückt ist.

Haigh[1] vermutet, daß das spröde Zerreißen im Dauerbruch auf dem Auftreten eines dreiachsigen Spannungszustandes — Allseitiger Zug — beruht, der zufolge von örtlichen Dichteänderungen zustande kommt.

Im Gegensatz zu diesen Anschauungen wird von Ljungberg und Ono die dem Probestab im Schwingungsversuch zugeführte Energie als verantwortlich für den Dauerbruch herangezogen. Während nach Ljungberg[2] die Zufuhr einer bestimmten Gesamtenergiemenge (sei es bei statischer, dynamischer oder Wechselbeanspruchung) stets zum Bruch führen soll, macht Ono[3] lediglich den geringen Bruchteil der zugeführten Energie, der zur Erhöhung der potentiellen Energie führt, für das Versagen verantwortlich.

[1] Original: Z. Metallkunde Bd. 23, S. 323. 1931.

[2] Vgl. z. B. die Zusammenfassung von R. Mailänder: Werkstoffausschußbericht Bd. 38. 1924. — W. Herold: Z. V. d. I. Bd. 73, S. 1261. 1929. — E. Houdremont und R. Mailänder: Z. V. d. I. Bd. 74, S. 231. 1930.

[3] W. Kuntze: Z. V. d. I. Bd. 74, S. 231. 1930.

[1] P. B. Haigh und F. W. Thorne: Verh. 3. Int. Kongr. techn. Mech. Stockholm 1930. S. 300.

[2] K. Ljungberg: ebenda S. 294.

[3] A. Ono: ebenda S. 305.

Digitized by Google

Eine mehr modellmäßige Auffassung liegt schließlich den Anschauungen zugrunde, welche die Ursachen des Dauerbruches in Veränderungen des Kristallgitters suchen. Ludwik[1] nahm schon frühzeitig eine Gitterauflockerung als Ursache des Versagens bei Wechselbeanspruchung an. Gough, Hanson und Wright[2] machen die (verfestigenden) Gitterstörungen, die sich längs Gleitflächen ausbilden und die sich auch bei der Entlastung verstärken, verantwortlich für den Bruch. In einem gewissen Stadium führen diese Störungen zur Ausbildung eines Risses, der dann durch Kerbwirkung den Bruch weiterleitet. Schmid[3] hielt für das Versagen bei Wechselbeanspruchung ein Sprödewerden der Kristalle (deren Reißverfestigung erheblich hinter der Schubverfestigung zurückbleibt) maßgeblich.

Für eine Förderung unserer Erkenntnisse auf diesem so bedeutsamen, aber auch noch so ungeklärten Gebiet scheint uns die Herausarbeitung der Elementarvorgänge besonders wichtig. Wir haben es daher erneut unternommen, Wechselbeanspruchungs-Versuche an einzelnen Kristallen durchzuführen. Als Versuchsmaterial wählten wir wieder Zink (Marke „Kahlbaum"), das bereits mehrfach zu ähnlichen Untersuchungen herangezogen worden ist[4].

I. Durchführung der Versuche.

Die Herstellung der Kristalle erfolgte nach dem Czochralskischen Ziehverfahren. Der Durchmesser der annähernd kreiszylindrischen Kristalldrähte betrug etwa 1 mm. Da die Kristalle bis zu einer Länge von 35 cm gezogen wurden, war es möglich, jeden Kristall in mehreren Stücken zu untersuchen. Die Bestimmung der Gitterlage in den Kristalldrähten erfolgte röntgenographisch nach dem Drehkristallverfahren. Abb. 1 gibt eine Übersicht über die Orientierungen der verwendeten Kristalle.

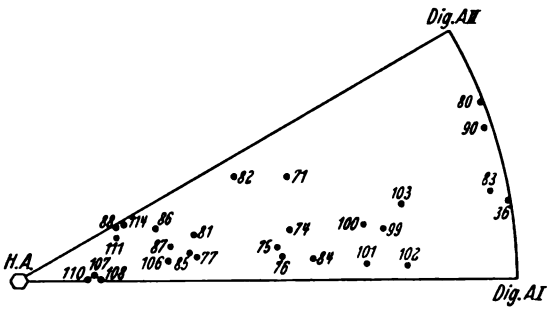


Abb. 1. Orientierung der untersuchten Kristalle.

Die Dauerbeanspruchung der sehr weichen und biegsamen Kristalle erfolgte durch Wechselverdrillung. Die benutzte Torsionsmaschine stellt eine erhebliche Verbesserung des schon früher verwendeten Gerätes dar. Sie ist in Abb. 2 in der Aufsicht dargestellt. Die Bewegung wird mittels Schubstangen (S) auf 4 Fassungen (F_d drehende Fassung, F_r ruhende Fassung) übertragen. Es können gleichzeitig 4 Kristalle beansprucht werden. Die Lager dieser Maschine sind großenteils als Kugellager ausgeführt, die Maschine hat keinerlei Spiel und läuft fast geräuschlos. Sie wird direkt vom Motor mit 2350 n/Min. angetrieben. Von der Motorwelle wird gleichzeitig ein Umdrehungszähler (T) mitangetrieben.

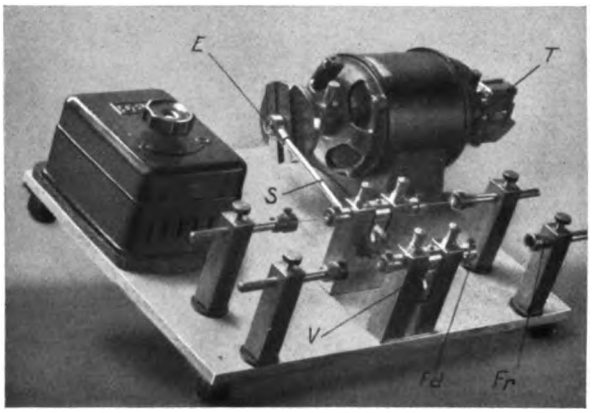


Abb. 2. Verdrillungsmaschine (etwa auf 1/6 verkleinert).

Zur Veränderung des Torsionswinkels kann der Exzenter (E) auf der Schwungscheibe verschoben werden. Er trägt zur genauen Einstellung eine in 0,5 mm geteilte Skala. Die Länge der Verbindung (V) zwischen der Fassungsachse und der Schubstange ist so gewählt, daß einer Verschiebung des Exzenters um 0,5 mm eine Winkeländerung von genau 1° nach jeder Seite entspricht.

Die Einspannung der Kristalle erfolgte mit den in Abb. 3 dargestellten Fassungen, in die die Versuchsstücke mit Woodschem Metall eingelötet wurden. Die Einspannlänge war in allen Fällen 40 mm, da hierbei die Verdrillung noch auf der ganzen Länge annähernd gleichmäßig erfolgte.

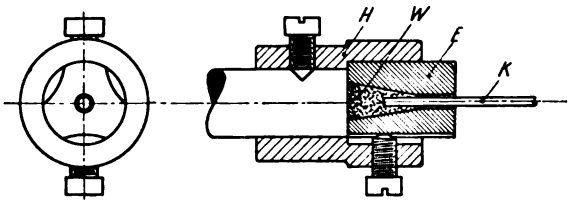


Abb. 3. Schnitt durch eine der verwendeten Fassungen. (K = Kristall, W = Woodsches Metall, E = Einsatzstück, H = Hülse zur Verbindung des Einsatzstückes mit der drehenden bzw. ruhenden Achse).

Der Torsionswinkel betrug 4° nach jeder Seite, da Kristalle mittlerer Orientierung dabei noch etwa 10 Millionen Wechsel der Beanspruchung aushielten. Eine Messung des dazu notwendigen Momentes konnte in der vorhandenen Anordnung nicht durchgeführt werden. Damit entfiel auch die Möglichkeit, den (geringen) Anteil der elastischen Verformung abzuschätzen, bei der sich der Torsion im allgemeinen auch noch eine Biegung der Kristalle überlagert.

Zur Untersuchung der Veränderung der Festigkeitseigenschaften im Verlauf der Dauerbeanspruchung wurden die Kristalle nach verschiedener Wechselzahl einem statischen Zerreißversuch (in einem Schopperschen Festigkeitsprüfer) unter Aufzeichnung der Gesamtdehnungskurve unterworfen. Bei der Durchführung

[1] P. Ludwik: Z. Metallkunde Bd. 15, S. 68. 1923; vgl. auch Wiener akad. Ber. IIa, Bd. 135, S. 587. 1926.

[2] H. J. Gough, D. Hanson und S. J. Wright, Roy. Soc. Trans. A, Bd. 226, S. 1. 1926.

[3] E. Schmid: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 69. 1928.

[4] E. Schmid, l. c., H. J. Gough und H. T. Cox: Proc. Roy. Soc. Bd. 123, S. 143. 1929; Bd. 127, S. 453. 1930.

Digitized by Google

dieser Versuche machte sich bei Kristallen mit großem Winkel (χ_B) zwischen Drahtachse und Basis, die mit zunehmender Wechselzahl steigende Sprödigkeit der Kristalle sehr störend bemerkbar. Trotz größter Vorsicht bei der Einspannung in die Zerreißmaschine (Übertragung des Kristalls mit seinen Fassungen aus der Torsionsmaschine in die Zerreißmaschine) gelang es hier nicht immer, den Bruch in der freien Meßlänge zu erzielen.

II. Experimentelle Ergebnisse.

a) Äußerliche Untersuchung der Kristalle.

Bei der Wechseltorsion treten an der Oberfläche der Kristalle eine Anzahl von Veränderungen auf. In der Regel ist der Kristall mit einer sehr feinen elliptischen Streifung (vgl. Abb. 6a) bedeckt, die sich stets als die Spur vorausgegangener Basistranslation zu erkennen gab. Auch die von den Dehnungsversuchen her bekannten Zwillingsstreifen finden sich vereinzelt wieder.

Während damit beim Zugversuch die Zahl der Erscheinungen erschöpft ist, treten bei der Drillung noch

a

b

Abb. 4a u. b. Querrisse an wechseltordierten Zinkkristallen, $v = 16$.

drei Arten von Rissen auf. Bei Kristallen mit einem Basiswinkel (χ_B) kleiner als 20° treten Querrisse auf, die in Abb. 4a und b dargestellt sind. Sie bedecken nicht den ganzen Umfang der Kristalle, sondern lassen zwei einander gegenüberliegende schmale Zonen frei. Wie man besonders aus Abb. 4b erkennt, bestehen zwei Scharen von Rissen, die wie die Zähne zweier Zahnräder ineinandergreifen. Eine schematische Nachzeichnung der Risse und ihrer Fortsetzung auf der Basisspaltfläche gibt Abb. 5.

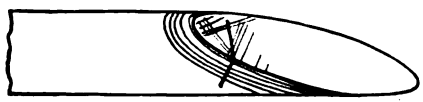


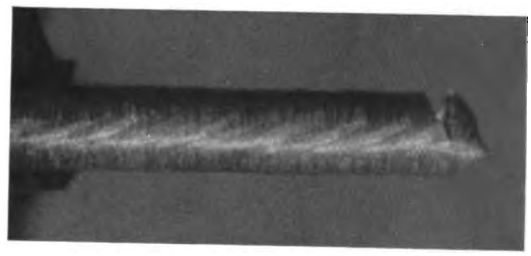
Abb. 5. Nachzeichnung eines Querrisses.

Welche Flächen bei der Bildung der Risse mitgewirkt haben, ergibt sich daraus, daß diese Risse senkrecht auf der Basisfläche stehen und daß die Fortsetzung dieser Risse auf der Basisfläche mit einer Seite des Dreiecks der Zwillingsspuren, welche den drei diagonalen Achsen 1. Art entsprechen, einen Winkel von 30° einschließt. Somit ist die Ebene dieser Risse als Prismenfläche 2. Art erkannt.

Bei Basiswinkeln zwischen 20 und 40° treten allgemein keine oder doch nur wenige Risse auf.

Bei Winkeln über 40° werden Schrägrisse (Abb. 6a und 6b) und Längsrisse (Abb. 7) beobachtet.

a



b

Abb. 6a u. b. Schrägrisse wechseltordierter Zinkkristalle. a) $v = 10$, b) $v = 12$.

Um entscheiden zu können, welche Flächen bei der Bildung dieser beiden Rißarten aufeinander abgeglitten sind, wurden bei einer Reihe von Kristallen die Winkel der Risse zur Drahtachse vermessen und mit den auf dem stereographischen Netz abgelesenen Winkeln zwischen Prismen 1. bzw. 2. Art[1] und der Drahtachse verglichen. (Zahlentafel 1.) In dieser Tafel sind die passenden Winkel der Prismen zur Drahtachse, denen der Winkel zwischen Schrägriß und Drahtachse entspricht, einfach unterstrichen worden, diejenigen, denen der Winkel zwischen Längsriß und Drahtachse entspricht, doppelt. Es ergibt sich, daß beide Rißarten sowohl durch Betätigung der Prisme 1. wie auch 2. Art entstehen können. Eine röntgenographische Bestätigung dieses Befundes konnte bisher wegen des starken Asterismus der erhaltenen Laue-Bilder nicht erbracht werden.

Die Längsrisse wurden schon früher von Gough[2] bei einem Kristall mit einem Basiswinkel $\chi_B = 75°$ gefunden und von ihm als den Prismenflächen 2. Art folgend erkannt.

Über die Entstehung der Risse ist folgendes zu sagen: Beim hexagonalen Zinkkristall ist bisher nur eine Translationsfläche (die Basis) beobachtet. Ihre Betätigung reicht auch im Verein mit der Zwillingsbildung nach (1012) nicht aus, um den Kristall der ihm bei der Verdrillung aufgezwungenen Deformation folgen zu lassen.

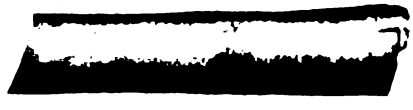


Abb. 7. Längsriß, $v = 19$.

[1] Abb. 6a zeigt durch das Senkrechtstehen der Schrägrisse auf der Basistranslationsstreifung, daß es sich nur um Prismenflächen handeln kann.

[2] H. J. Gough und H. T. Cox: l. c.

Digitized by Google

Zahlentafel 1. Zusammenstellung der gemessenen und berechneten Winkel zwischen Drahtachse und Prisme I bzw. II.

Kristall Nr.	χ_B °	Winkel zwischen Drahtachse und: Schräg-richtung °	Längs-richtung °	Prisme I °	Prisme II °
81	51,5	17 10	fehlt	6 36 28	18 37 12
87	55	27	cr. 0	7 32 24	22 33 10
86	57	27,5	cr. 0	12 32 19	25 29 4
114	63	25	cr. 0	13 26 12	23 22 0
88	65	23	cr. 0	8 24 15	18 23 4
108	72	19	cr. 2	0 15 15	8 17 8
107	73	16	fehlt	0 15 15	8 18 9

Es müssen also weitere Bewegungselemente auftreten. Nach der Basisfläche sind die Prismen 2. und 1. Art die nächst dicht besetzten Flächen, und es ist nicht verwunderlich, daß sie nach Versagen der Basis als nächste in Funktion treten. Eine genaue Betrachtung der Risse zeigt, daß es sich fast immer nicht um eigentliche Spalten handelt, sondern eher um flache Mulden, die von zwei rundlichen Wülsten eingeschlossen sind. Bei stärkerer Verformung tritt auf dem Grunde dieser Mulden auch ein Spalten ein. Außerdem bemerkt man, daß die Gleitflächen sich nach Überschreiten eines derartigen Risses nicht in gleicher Richtung fortsetzen. Diese Tatsachen sprechen dafür, daß es sich bei solchen Rissen nicht um eigentliches Aufspalten handelt, sondern um ein Abgleiten grober Teile des Kristalles aufeinander nach kristallographischen Ebenen (block shear movement, nach Gough).

Die Beobachtung der Bruchstellen von Kristallen, die während des Torsionsversuches entstanden waren, zeigte, daß der Bruch auf verschiedene Arten erfolgen kann. Traten ebene Bruchflächen auf, so gaben sie sich durch ihre Neigung zur Drahtachse und durch das Auftreten der Dreiecksstreifen als Basisflächen oder als verzwillingte Basisflächen zu erkennen.

Abb. 8. Reißstelle eines wechseltordierten Zinkkristalles, $v = 18$.

In einzelnen Fällen traten Brüche auf, die teils nach der ursprünglichen Basis und teils nach der verzwillingten erfolgt waren. Ein solcher Fall ist in Abb. 8 dargestellt. Solche Flächen stehen dann keilförmig gegeneinander und schließen einen Winkel von etwa 85° ein. Wie aus Abb. 4a hervorgeht, kommen auch treppenförmige Brüche vor, an denen wohl immer die Basis, aber außer ihr noch eine oder mehrere andere Flächen beteiligt sind.

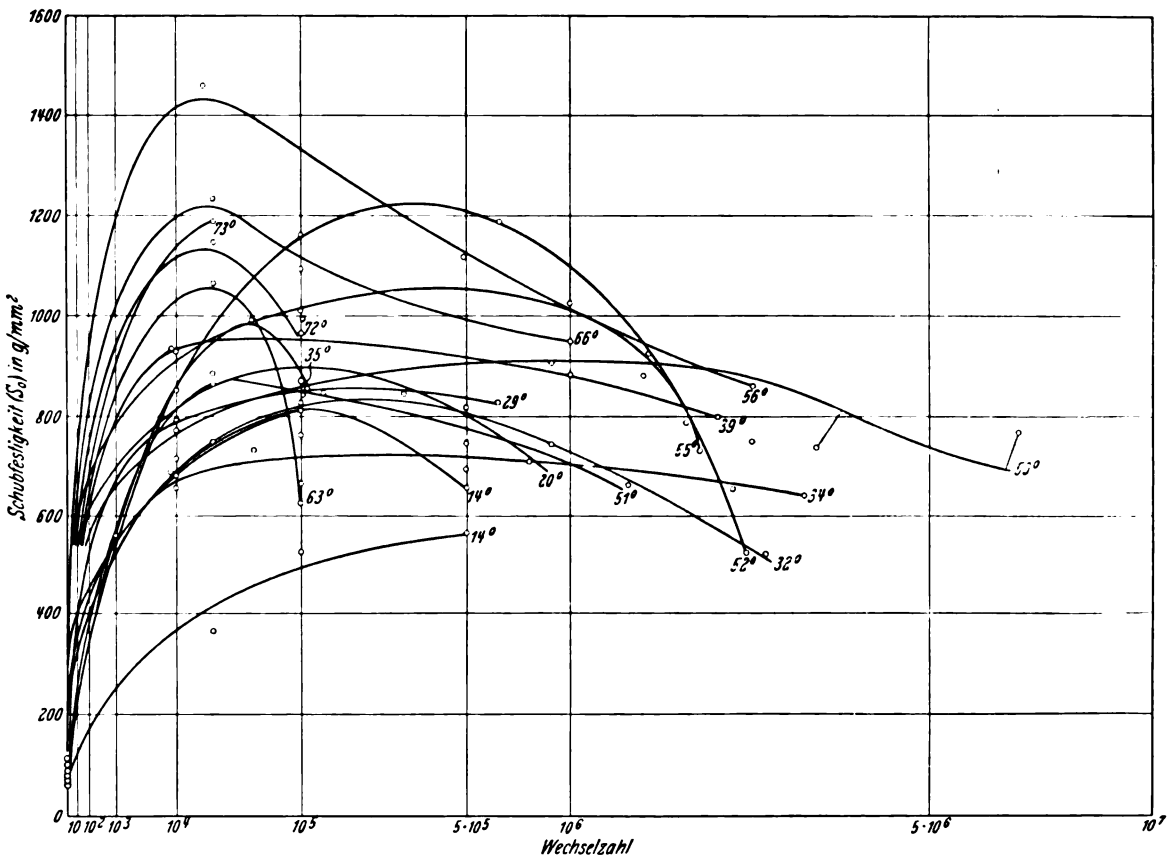


Abb. 9. Schubfestigkeit der Basisfläche von Zinkkristallen nach Wechseltorsion.

b) Verhalten der Schubfestigkeit der Basisfläche.

Die Veränderung der plastischen Eigenschaften der Kristalle mit zunehmender Wechselbeanspruchung wurde zunächst mit Hilfe der wichtigsten, das plastische Verhalten bestimmenden Größe, der Schubfestigkeit des

Digitized by Google

Zahlentafel 2.

Schubfestigkeit der Basisfläche von Zinkkristallen nach Wechseltorsion.

Kristall Nr.	χ_B	Zahl der Wechsel $\times 10^{-4}$	Schubspannung g/mm²	Zerreißfestigkeit[1] kg/mm²	Kristall Nr.	χ_B	Zahl der Wechsel $\times 10^{-4}$	Schubspannung g/mm²
80	0	0		13,4	75	35	0	91
		1		14,0			0,1	560
		2		15.0			1	680
		5		12.1			5	730
		54		2,6			10	825
90	0	0		10,5	82	39	0	86
		1		10,0			1	930
		10		3,6			10	960
		37		4,5			100	887
		42,5		2,9			188	792
103	14	0	62				215	800
		2,5	750		77	50	0	81
		10	808				1	775
		50	652				10	847
102	14	0	86				40	772
		2,5	367				90	900
		10	528				322,9	726
		50	565				675,2	786
99	17	0	72		85	50,5	0	92
		10		6,7			2,5	880
		20		5,4			50	746
		40		6,2			130	666
		50		6,2				
		75		3,5	81	51,5	0	86
		80		3,5			1	850
100	20	0	77				10	1160
		2,5	865				60	1170
		10	820				226	650
		50	813				242	516
		75	710		87	55	0	93
101	20	0	68				1	933
		2	910				10	1010
		14,6		1,8[2]			100	1030
		15		3,5			150	875
		77		1,8[2]			200	733
84	29	0	88		106	56	0	94
		1	788				2	1460
		10	694				43	1110
		37	847				156	905
		60	825				254	876
71	30	0	92		88	65	0	101
		1	665				10	1020
		4,8	985				30	>970[3]
		10	860				100	>810
74	32,5	0	106				150	>800
		1	680				200	>630
		10	755		111	66	0	102
		30	850				2,5	1230
		90	740				10	1090
		265	523				100	950
76	34	0	80		108	72	0	92
		1	709				2,5	1140
		10	664				10	994
		50	690					
		150	520		107	73	0	88
		250	750				2,5	1190
		310	641					

[1] Hierunter wird die Last je mm² Querschnitt verstanden, unter der manche sehr längsorientierte Kristalle nach mehreren Flächen (treppenförmig) spalten.

[2] Diese Kristalle sind nach sehr frühzeitiger Zwillingsbildung in der Grenze Zwilling/Nichtzwilling gespalten.

[3] In diesen Fällen trat sprödes Zerreißen nach der Basisfläche ohne vorherige Translation ein.

Digitized by Google

Basistranslationssystems, verfolgt. Zahlentafel 2 gibt die an der Streckgrenze herrschende Schubspannung für die einzelnen Kristalle in Abhängigkeit von der Wechselzahl wieder. Abb. 9 zeigt eine graphische Darstellung der Ergebnisse. Es zeigt sich einheitlich, daß die Schubfestigkeit schon nach geringen Wechselzahlen auf das Vielfache ihres Ausgangswertes ansteigt und nach Erreichung eines Maximums wieder abfällt. Die Lage der Kurven zueinander streut sehr stark, doch ist zu ersehen, daß die Kurven der Kristalle „querer Orientierung" im oberen Teil des Streubereiches liegen, umgekehrt, die der „längsorientierten" im unteren Teil.

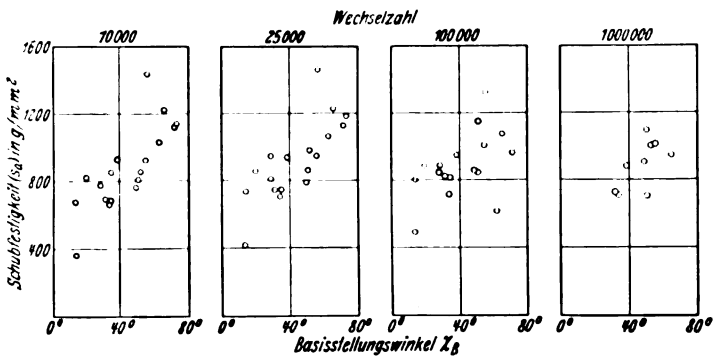


Abb. 10. Die Schubfestigkeit in Abhängigkeit von der Kristallorientierung nach verschiedenen Wechselzahlen.

Um diese Tatsache mit größerer Deutlichkeit hervortreten zu lassen, sind durch die Kurvenschar an vier Stellen Schnitte gelegt, die Abb. 10 zeigt.

Im Gegensatz zur Schubfestigkeit im unverformten Zustand, die orientierungsunabhängig die Streckgrenze des Einkristalles bestimmt, ist die Schubfestigkeit nach erfolgter Wechselbeanspruchung orientierungsabhängig. Die Abhängigkeit ist in der Richtung vorhanden, daß mit steigendem Winkel zwischen Basis und Drahtachse die Schubspannung nach gleicher Wechselzahl ansteigt. Ob auch das Wiederabsinken der Schubfestigkeit jenseits ihres Maximums, das in allen Fällen beobachtet wurde, von der Lage der Translationsfläche abhängig ist, kann aus dem vorliegenden Material noch nicht entschieden werden.

c) Verhalten der Normalfestigkeit der Basisfläche.

Die Abhängigkeit der kritischen Normalspannung der Basisreißfläche von der Wechselzahl wurde ermittelt durch Zerreißen der beanspruchten Kristallstücke bei der Temperatur der flüssigen Luft, da bei Zimmertemperatur fast immer noch sehr erhebliche Dehnungen vor dem Eintritt des Bruches auftraten. Die so erhaltenen Ergebnisse (Zahlentafel 3 und Abb. 11) zeigen das gleiche Verhalten, das schon bei der Schubspannung erkannt wurde. Die Normalspannung als Funktion der Wechselzahl steigt bis zu einem Maximum, um dann wieder abzufallen. Mit steigendem Basiswinkel steigt auch die maximal erreichte Normalspannung (der höchste erreichte Wert betrug etwa 4000 g/mm²). Es scheint ferner, daß das Maximum der Normalspannung mit um so kleineren Wechselzahlen erreicht wird, je größer der Winkel zwischen Basis und Drahtachse ist. Bei gleichen Orientierungen treten die Maxima der Schub- und Normalspannungen etwa nach den gleichen Wechselzahlen auf.

Eine Erklärung findet der Gang der kritischen Schub- und Normalspannung mit der Wechselzahl darin, daß zunächst wie bei der statischen Beanspruchung eine Schub- bzw. Reißverfestigung auftritt. Als Konkurrenz tritt bei höheren Wechselzahlen eine Entfestigung immer mehr in Erscheinung und überwiegt schließlich die Verfestigung. Ob die Ursache dieser Entfestigung in einer allmählich mit zunehmender Beanspruchung (Spröderwerden) steigenden Änderung im Gitter zu suchen ist oder im wesentlichen auf den Kerbwirkungen der oben beschriebenen Risse beruht, kann nicht mit Sicherheit entschieden werden. Die Tatsache jedoch, daß das Auftreten der Risse stets erst nach sehr hohen Wechselzahlen beobachtet wird, die weit über dem dem Maximum der Schub- bzw. Normalfestigkeit zugehörigen Wert liegen, zeigt, daß jedenfalls schon lange vor dem Sichtbarwerden solcher Risse Entfestigung auftritt.

Bisweilen gelingt es durch weitgehende Beanspruchung, einzelne Stücke von Kristallen hoher Orientierungen so weit zu verfestigen, daß sie auch bei Zimmertemperatur beim Zerreißversuch ohne vorausgehende Dehnung nach der Basis spalten. Diese Tatsache gibt die Möglichkeit, die Normalspannung bei Zimmertemperatur ($N_{+18°}$) mit der bei der Temperatur der flüssigen Luft vorhandenen ($N_{-185°}$) zu vergleichen. Die erhaltenen Zahlenwerte sind in Zahlentafel 4 dargestellt. Dieser Vergleich zeigt, daß die Normalspannung

Zahlentafel 3. Normalfestigkeit der Basisfläche von Zinkkristallen nach Wechseltorsion.

Kristall Nr.	χ_B	Zahl der Wechsel $\times 10^{-4}$	Normalspannung g/mm²
85	50,5	0	123
		2,5	788
		50	1 040
		130	1 030
		250	720
106	56	0	213
		2	1 630
		43	1 730
		156	1 390
		254	1 305
114	63	0	274
		2,5	2 540
		10	> 1 220
		195	1 950
111	66	0	375
		2,5	3 660
		10	3 070
		50	2 750
		100	2 060
108	72	0	530
		2,5	3 610
		10	1 590
		50	2 620
107	73	0	393
		2,5	3 990
		50	3 150
		100	2 980

Digitized by Google

bei Zimmertemperatur immer niedriger ist als beim Zerreißen in flüssiger Luft. In einzelnen Fällen betrug diese Differenz bis 50%. Die Ursache für diese Erscheinung dürfte in der gerade bei Zinkkristallen schon früher nachgewiesenen „Reißerholung" zu suchen sein[1].

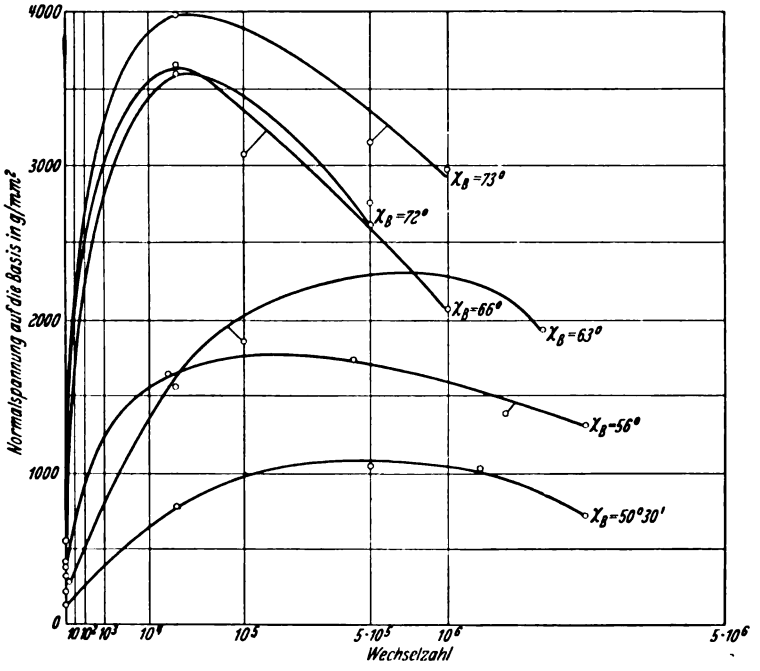


Abb. 11. Normalfestigkeit der Basisfläche von Zinkkristallen nach Wechseltorsion.

Zahlentafel 4. Temperaturabhängigkeit der kritischen Normalspannung nach Wechseltorsion.

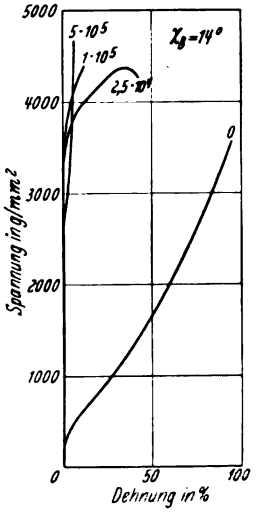
Kristall Nr.	χ_B	Zahl der Wechsel $\times 10^{-4}$	$N_{+15°}$ g/mm²	$N_{-185°}$ g/mm²
111	66	50	1 480	2 750
108	72	50	2 020	2 620
107	73	50	2 810	3 150
107	73	100	1 420	2 980
114	63	195	1 780	1 950

d) Gesamtverformbarkeit.

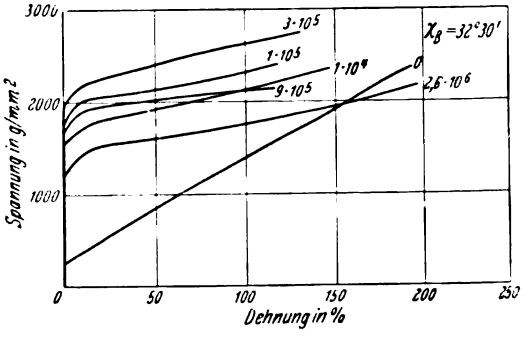
Bisher wurde der Beginn plastischer Deformation bzw. das spröde Zerreißen der Kristalle nach verschiedenen Wechselbeanspruchungen besprochen. Zur Untersuchung der Veränderung der plastischen Verformbarkeit wurden Gesamtdehnungskurven aufgenommen, von denen drei Beispiele in Abb. 12a—c dargestellt sind. Abb. 13a—c gibt die entsprechenden Verfestigungskurven wieder.

Auf Grund des gesamten Materials der Dehnungskurven ergibt sich, daß die Bruchdehnung der Kristalle nach verschiedenen Wechselbeanspruchungen in ausgeprägter Weise von der Ausgangsorientierung abhängt. Wie das Beispiel von Kristall Nr. 103 ($\chi_B = 14°$) (vgl. Abb. 11a u. 12a) zeigt, ist bereits nach 100000 Wechselbeanspruchungen die Dehnung eines längsorientierten Kristalles auf den etwa 8. Teil gesunken. Ähnlich verhalten sich Kristalle mit sehr querliegender Basis ($\chi_B = 65°$), während bei mittleren Orientierungen bis zu sehr hohen Wechselzahlen die Dehnbarkeit einigermaßen erhalten bleibt (vgl. Abb. 11b u. c und Abb. 12b u. c).

Abb. 14 zeigt für zwei Kristalle mittlerer Orientierung die Schubspannung und die Dehnung in Abhängigkeit von der Wechselzahl. Es ist ersichtlich, daß bei diesen Orientierungen die Gesamtdehnung nach Erreichung eines Minimums mit der bei sehr hohen Wechselzahlen absinkenden Schubspannung sogar wieder ansteigen kann.



a



b

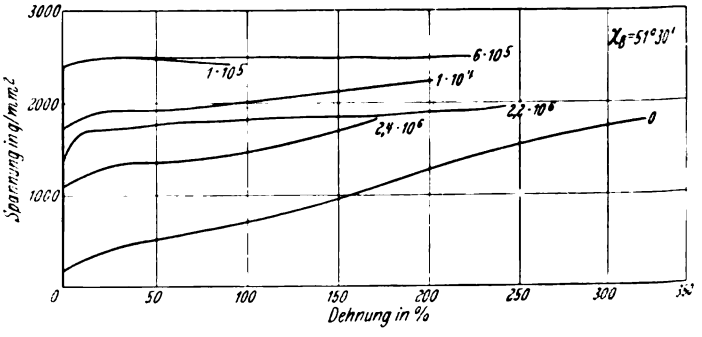


Abb. 12a—c. Dehnungskurven von Zinkkristallen nach Wechseltorsion.

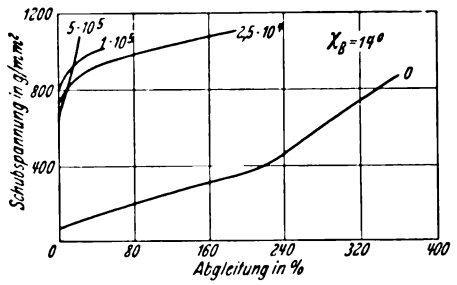
Wie aus den Verfestigungskurven hervorgeht, nimmt die Schubverfestigung $\left(\frac{S_e - S_0}{S_0}\right)$ (S_0 = Anfangsschubfestigkeit, S_e = Endschubfestigkeit) im Zerreißversuch mit zunehmender vorangegangener Wechseltorsion erheblich ab. Ebenso wie S_0 zeigt auch S_e nach Erreichung eines Maximums bei mittleren Wechselzahlen einen Ab-

[1] E. Schmid: Z. Phys. Bd. 32, S. 918. 1925.

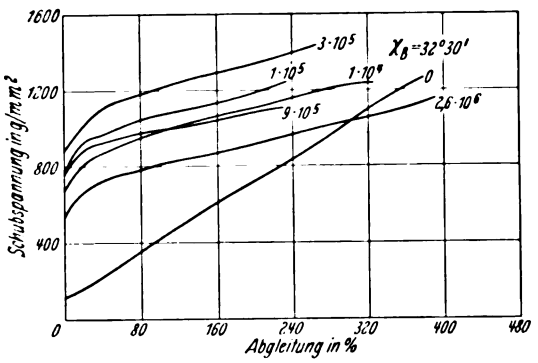
Digitized by Google

fall mit weiter steigender Vorbeanspruchung. Die maximale Endschubfestigkeit übersteigt in den untersuchten Fällen die Endschubfestigkeit des untordierten Kristalles um etwa 35%.

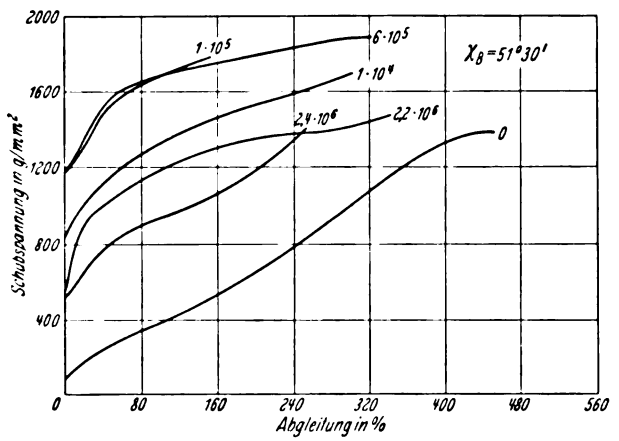
Auf die Angabe der Verformungsarbeit, die den wechseltordierten Kristallen im statischen Zerreißversuch zugeführt werden kann, wird verzichtet. Diese Größe ist sehr wesentlich von der Lage des Endpunktes



a



b



c

Abb. 13a—c. Aus den Dehnungskurven der Abb. 12 berechnete Verfestigungskurven.

der Dehnungskurve abhängig, die bei diesen Versuchen großen Streuungen ausgesetzt ist. Bei den durch die Verdrillung spröder gewordenen Kristallen führen Äußerlichkeiten häufig zu vorzeitigem Bruch.

III. Besprechung der Ergebnisse.

Im Verlaufe dieser Arbeit wurden in Erweiterung früherer Feststellungen folgende, das Verhalten eines Zinkeinkristalles bei Wechseltorsion kennzeichnende Tatsachen aufgefunden. Außer den vom statischen Zerreißversuch her bekannten Deformationsvorgängen treten nach Dauerbeanspruchung mehrere Arten von Rissen auf, die im wesentlichen den Prismen 1. und 2. Art folgen.

Bedeutsam für die physikalische Kennzeichnung des Dauerbruches halten wir die Feststellungen, die wir an den Größen, welche für das plastische Verhalten der Kristalle bestimmend sind, im Verlaufe der Wechseltorsion gewonnen haben. Sowohl die Schubfestigkeit der Basisfläche wie auch ihre (bei tiefer Temperatur festgestellte) Normalfestigkeit zeigen zunächst mit zunehmender Wechselzahl einen starken Anstieg, der jedoch im Verlauf des Versuchs ständig kleiner wird. Schub- und Normalfestigkeit gehen sodann bei ungefähr gleicher Wechselzahl durch ein Maximum, um schließlich bei weiterer Beanspruchung des Kristalles stark abzufallen. Während also anfangs die Wechselbeanspruchung eine erhebliche Verfestigung des Kristalles bedingt, tritt im weiteren Verlauf eine neue Erscheinung immer mehr in den Vordergrund, die sich in einer Entfestigung des

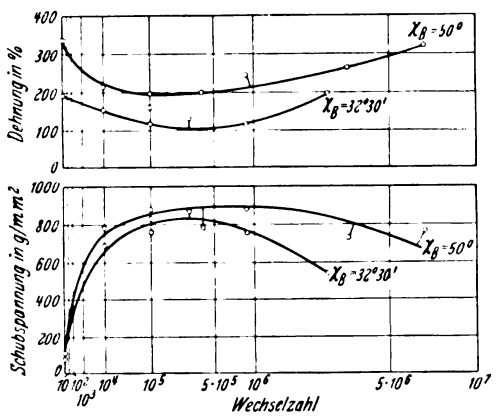


Abb. 14. Schubspannung und Enddehnung in Abhängigkeit von der Wechselzahl.

Kristalles äußert. Daß auch der die Schwächung bedingende Vorgang im Gitter zu suchen ist und nicht nur im Auftreten makroskopischer Anrisse, glauben wir daraus schließen zu können, daß die Erreichung des Maximums der Festigkeitswerte der Basis weit vor dem Auftreten sichtbarer Risse liegt, die übrigens in der Regel senkrecht zur Basisfläche verlaufen[1].

Zur physikalischen Definition der Dauerfestigkeit der Kristalle dürfte somit jene Beanspruchung geeignet sein, die auch bei unendlich häufiger Wechselzahl noch nicht zur Überschreitung des Maximums der Festigkeitswerte führt.

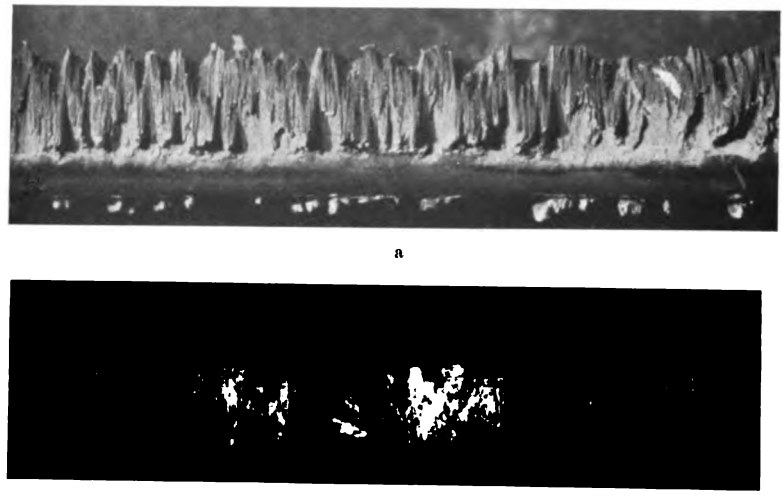
Eine zahlenmäßige Angabe dieser Dauerfestigkeit von Zinkkristallen kann auf Grund der vorliegenden Versuche, bei denen der Torsionswinkel nicht verändert wurde, nicht gegeben werden. Insbesondere kann auch die interessantere Frage nach einer Orientierungsabhängigkeit der Dauerfestigkeit noch nicht beantwortet werden. Gerade eine Beantwortung dieser Frage wäre von technischer Wichtigkeit, da dadurch die Bedeutung der Textur für die Dauerfestigkeit der Werkstoffe geklärt werden könnte[2].

[1] Vgl. hierzu auch: D. Hanson und M. A. Wheeler: J. Inst. of Met. Bd. 45, S. 229. 1931.

[2] Versuche hierüber sind an vielkristallinem Blech in Angriff genommen.

Digitized by Google

Die Annahme der Überlagerung zweier Vorgänge bei der Dauerbeanspruchung, die uns das Verhalten des Einkristalles nahegelegt hatte, deckt sich mit der



a

b

Abb. 15a u. b. Dauerverdrillter Zinneinkristall. r = 10.

von Kuntze[1] auf Grund seiner Untersuchungen über die „Trennfestigkeit" an polykristallinem Material.

IV. Orientierende Versuche an Zinnkristallen.

Schließlich sei noch kurz über einige orientierende Versuche an Zinnkristallen berichtet. Bei der Beanspruchung mit großen Torsionswinkeln bis zu etwa 8×10^6 Wechseln konnte ein Bruch der Kristalle nicht erzielt werden, doch zeigte sich durchweg die auffällige Erscheinung, daß zwei einander gegenüberliegende Quadranten der Kristalloberfläche jeweils matt wurden, während die beiden anderen blank blieben. Um die Erscheinung deutlicher hervortreten zu lassen, wurde ein dickerer Zinnkristall (von ungefähr 2 mm Durchmesser) beansprucht. Hierbei rauhten sich nach kurzer Laufzeit auch wieder zwei gegenüberliegende Quadranten auf, nach weiterer Beanspruchung traten in diesen Quadranten hohe Lamellen aus der Kristalloberfläche heraus, wie die Abb. 15 zeigt.

Die Regelmäßigkeit des Auftretens der Lamellen deutet auf einen kristallographisch bestimmten Vorgang, dessen Aufklärung weiteren Untersuchungen vorbehalten bleiben muß.

Frl. H. Möbes danken wir auch an dieser Stelle für ihre freundliche Mitarbeit. Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind wir für Unterstützung unserer Versuche zu großem Dank verpflichtet.

[1] W. Kuntze: Z. V. d. I. Bd. 45, S. 285. 1931.

Röntgenographische Bestimmung der Löslichkeit von Magnesium in Aluminium.

Von **E. Schmid** und **G. Siebel**[1].

Eine besonders sorgfältige metallographische Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit von Magnesium in Aluminium ist von E. H. Dix jr. und F. Keller unter Verwendung reinster Ausgangsmaterialien (Al 99,95proz., Mg 99,98proz.) durchgeführt worden[2]. Wenn auch die Länge der von diesen Forschern angewendeten Anlaßdauer stets eine Koagulation der Ausscheidung zu mikroskopisch auflösbaren Körnern wahrscheinlich macht, so schien uns doch eine röntgenographische Nachprüfung der Entmischungslinie nicht überflüssig. Durch Präzisionsbestimmung der Gitterkonstanten ist man ja in der Lage, Entmischungen auch schon festzustellen, bevor die Korngröße der ausgeschiedenen Kristallart mikroskopische Sichtbarkeit erlangt hat.

Unsere Versuchslegierungen wurden mit Ausgangsmaterialien von je 99,83% Reinheitsgrad in Graphittiegeln erschmolzen und in einer Eisenkokille vergossen. Eine Übersicht der verwendeten Konzentrationen gibt Tabelle 1.

Tabelle 1.
Konzentration der geprüften Legierungen.

Gew.-% Mg	Gew.-% Fe	Gew.-% Si
0	0,10	0,07
0,95	0,10	0,07
1,71	0,10	0,05
3,38	0,10	0,07
5,39	0,10	0,06
7,72	0,10	0,09
9,75	0 11	0,09
12,29	0,10	0,08
13,61	0,10	0,06
15,91	0,09	0,08
17,96	0,09	0,08
22,07		

Änderung der Gitterkonstanten von Aluminium durch Mischkristallbildung mit Magnesium.

Zur Präzisionsbestimmung von Gitterkonstanten werden zweckmäßig Reflexionen mit möglichst großem Ablenkungswinkel (ϑ) herangezogen. Hier spricht, wie aus der Braggschen Gleichung $n\lambda = 2\,d \sin \vartheta/_2$ (λ = Wellenlänge, d = Netzebenenabstand der reflektierenden Ebene) hervorgeht, der Ablenkungswinkel und der ihm entsprechende Halbmesser des Debye-Scherrer-Kreises am empfindlichsten auf Änderungen von d an. Bei der von uns verwendeten Kamera befindet sich dementsprechend der senkrecht zum einfallenden Strahl stehende, plane Film zwischen Röntgenrohr und Präparat[1].

Die Auswertung der Röntgendiagramme, d. h. die Bestimmung der verschiedenen Konzentrationen zuge-

[1] Original: Z. Metallkunde Bd. 23, S. 202. 1931.

[2] E. H. Dix und F. Keller: Am. Inst. Min. Met. Eng. Techn. Publ. Nr. 187. 1929.

[1] G. Sachs und J. Weerts: Z. Phys. Bd. 60, S. 481. 1930.

Digitized by Google

hörigen Gitterkonstanten erfolgte nach dem Vorgang von van Arkel[1] durch lineare Extrapolation auf den Ablenkungswinkel $\vartheta = 180°$.

1 mm. Zur Homogenisierung der Präparate wurden die auf 5 mm Durchmesser abgedrehten, in Glasröhrchen eingeschmolzenen Stäbchen bis zu $1^1/_2$ Tagen in siedendem Schwefel (445° C) geglüht und hierauf in Wasser abgeschreckt. Die höherprozentigen Legierungen wurden vor der Homogenisierung kalt durchgeschmiedet. Während der Aufnahme wurden die Präparate gedreht und

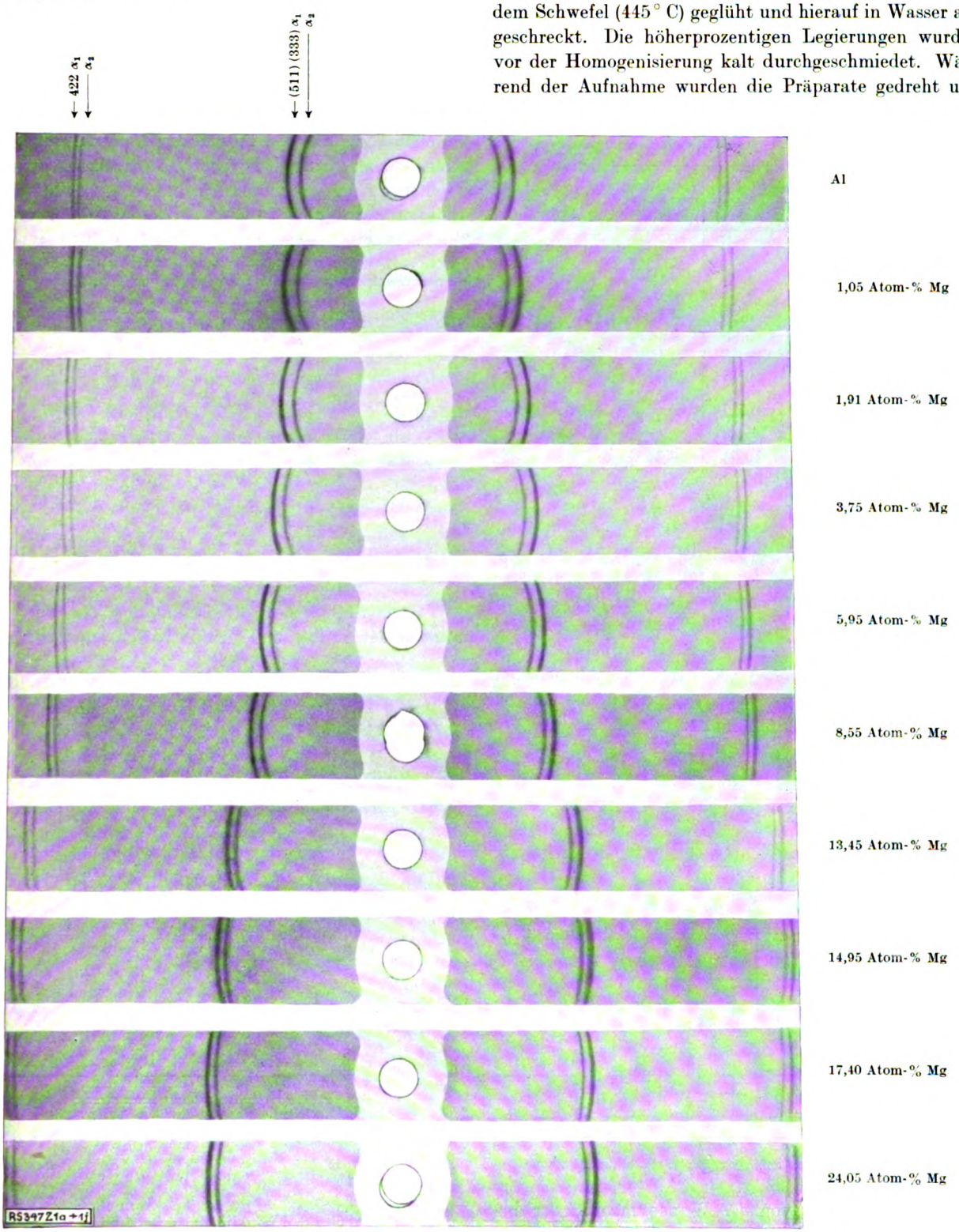


Abb. 1a—1j. Röntgendiagramme der in Tabelle 1 angegebenen Mg-Al-Legierungen. Gitteraufweitung mit zunehmendem Magnesiumgehalt.

Die bei unseren Versuchen stets eingehaltenen Bedingungen waren Kupferstrahlung ($\lambda_{K\alpha_1} = 1{,}53729$ Å), Abstand der Platte von der reflektierenden Präparatenoberfläche 80 mm, Durchmesser der Blendenöffnung

[1] A. E. van Arkel: Z. Krist. Bd. 67, S. 235. 1928; vgl. auch G. Sachs und J. Weerts, a. a. O.

gleichzeitig in der Vertikalen auf und ab bewegt, um Ungleichmäßigkeiten der Schwärzung durch einzelne gröbere Körner möglichst zu beseitigen.

In Abb. 1 ist die Reihe der mit den in Tabelle 1 angegebenen Legierungen erhaltenen Diagramme wiedergegeben. Die mit zunehmendem Magnesiumgehalt ein-

Digitized by Google

tretende Gitteraufweitung tritt aus der Abbildung deutlich hervor. Die quantitative Auswertung der mit Hilfe eines Zyklometers vermessenen Aufnahmen erfolgte auf Grund der Reflexion der K_{α_1}-Linie aus den Ebenen (422) bzw. (511) und (333). Eine Temperaturkorrektion wurde nicht angebracht; sie würde bei Temperaturschwankungen von $\pm 5°$ C bis zu 0,0005 Å betragen.

Tabelle 2.
Gitterkonstanten von Mg-Al-Mischkristallen.

Mg-Gehalt		Gitterkonstante a in Å-Einh.
Gew.-%	Atom-%	
0	0	$4{,}041_2$
0,95	1,05	$4{,}045_1$
1,71	1,91	$4{,}049_1$
3,38	3,75	$4{,}058_0$
5,39	5.95	$4{,}068_1$
7,72	8,55	$4{,}079_1$
9,75	10,75	$4{,}089_9$
12,29	13,45	$4{,}104_6$
13,61	14,95	$4{,}112_1$
15,91	17,40	$4{,}122_4$
17,96	19,65	$4{,}122_1$
22,07	24,05	$4{,}122_0$

Das Ergebnis der Gitterkonstantenbestimmung ist in Tabelle 2 und Abb. 2 dargestellt. Man erkennt, daß die Gitteraufweitung fast linear mit der Atomkonzentration fortschreitet. Die Vergrößerung der Gitterkonstanten beträgt hierbei bis zu der, der Temperatur von 445° entsprechenden Sättigungskonzentration von etwa 16,8 Atom-% (rd. 15,3 Gew.-%) 0,0047 Å je Atom-% gelösten Magnesiums. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung

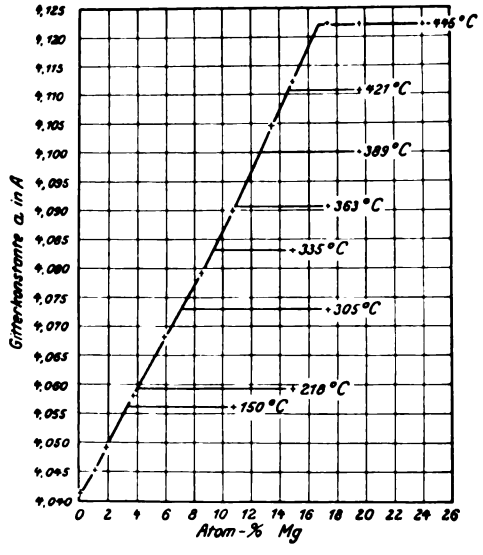


Abb. 2. Gitterkonstanten von Mg-Al-Mischkristallen.

mit Beobachtungen von G. Wassermann, der bis 3 Atom-% Mg eine Gitteraufweitung von 0,0045 Å je Atom-% fand[1].

[1] G. Wassermann: Z. Metallk. Bd. 22, S. 158. 1930. Frühere Bestimmungen liegen von E. A. Owen und G. D. Preston (Proc. Roy. Soc. Bd. 36, S. 14. 1923 und V. M. Gayler und G. D. Preston (J. Inst. Met. Bd. 41, S. 191. 1929 vor, welche Gitteraufweitungen von 0,0057 bzw. 0,0034 A/Atom-% Mg fanden. Z. Nishiyama (Sc. Rep. Tok. Imp. Univ. Bd. 18, S. 359. 1929) gibt 0,0028 A/Atom-% Mg an.

Bestimmung der Sättigungskonzentration der Magnesium-Aluminium-Mischkristalle.

Zur röntgenographischen Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Sättigungskonzentration von Mischkristallen wird nun die Gitterkonstante der durch entsprechendes Anlassen bei verschiedenen Temperaturen ins Gleichgewicht gesetzten Proben bestimmt. Ist die Konzentrationsabhängigkeit der Gitterkonstanten bekannt, so kann aus den gefundenen Werten die den einzelnen Temperaturen zugehörige Grenzkonzentration unmittelbar angegeben werden.

Tabelle 3. Gitterkonstanten von Mg-Al-Mischkristallen nach verschiedener Anlaßbehandlung.

Mg.-Konz. Gew.-%	Thermische Behandlung: Abgeschreckt von	Thermische Behandlung: Geglüht bei	Gitterkonstante in Å.E.
9,75	445°[1]	150°, 1170 Std.	$4{,}056_1$[2]
13,61	445°	218°, 52 „	$4{,}059_2$
13,61	445°	218°, 110 „	$4{,}059_0$
15,91	445°	305°, 6 „	$4{,}072_4$
13,61	445°	335°, 8 „	$4{,}083_1$
15,91	445°	363°, 8 „	$4{,}090_6$
17,96	445°	389°, 8 „	$4{,}099_9$
17,96	445°	421°, 8 „	$4{,}110_7$
17,96	445°	—	$4{,}122_1$
22,07	445°	—	$4{,}122_0$

Tabelle 3 gibt die Glühbehandlung der von uns untersuchten Proben und die aus den Diagrammen nach

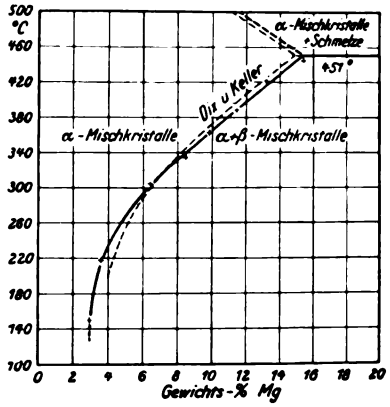


Abb. 3. Röntgenographisch ermittelte Sättigungskonzentration der Mg-Al-Mischkristalle. Die Grenzkurve von Dix und Keller wurde zum Vergleich eingezeichnet.

Tabelle 4. Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit von Magnesium in Aluminium.

Temperatur °C	Magnesiumgrenzkonzentration	
	Gew.-%	Atom-%
150	2,95	3,35
200	3,38	3,80
250	4,38	4,88
300	6,25	7,05
350	9,05	10,05
400	12,05	13,25
445	15,00	16,45
451	15,35	16,85 (extrapoliert)

[1] Die Dauer der Homogenisierungsglühung war mit 1 bis 2 Tagen überreichlich bemessen.

[2] Interferenzen verwaschen.

Digitized by Google

dem oben angegebenen Verfahren ermittelten Gitterkonstanten wieder.

Mit Hilfe der in Abb. 2 dargestellten Konzentrationsabhängigkeit der Gitterkonstanten a können nun zu den bei den verschiedenen Temperaturen beobachteten a-Werten, wie ebenfalls Abb. 2 zeigt, die zugehörigen Grenzkonzentrationen unmittelbar abgelesen werden. Abb. 3 gibt die auf diese Weise ermittelte Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit von Magnesium in Aluminium wieder. Eine zahlenmäßige Darstellung ist in Tabelle 4 enthalten.

Abb. 3 zeigt, daß die röntgenographisch ermittelte Temperaturabhängigkeit der Sättigungskonzentration der α-Mischkristalle eine gute Bestätigung der mikroskopischen Beobachtungen von Dix und Keller darstellt. Die Unterschiede betragen höchstens 0,7 Atom-%; sie liegen im Sinne einer stärkeren Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit.

Wenn auch möglicherweise der verschiedene Reinheitsgrad der benutzten Ausgangsmetalle für diese Unterschiede verantwortlich ist, so möchten wir doch nochmals hervorheben, daß insbesondere für niedrige Anlaßtemperaturen die röntgenographische Methode empfindlicher ist, als das grundsätzlich an das Auftreten mikroskopisch sichtbarer Ausscheidungen gebundene mikrographische Verfahren.

Die Gitterkonstanten der Silber-Palladium- und Gold-Palladium-Legierungen.

Von **W. Stenzel** und **J. Weerts**[1].

Die Frage, welche Gesetze den Raumbedarf der Atome in Substitutionsmischkristallen regeln, ist mit der nach dem Wesen der Mischkristalle überhaupt aufs engste verknüpft. Sie ist bis heute noch nicht geklärt. Während zuerst Retgers[2] die Regel aufstellte, daß das spezifische Volumen der Mischkristalle sich aus dem der Komponenten additiv entsprechend den Gewichtsanteilen berechnen lasse, vermutete Groth[3], daß die topischen Parameter sich geradlinig mit der Konzentration in Volumprozent ändern müßten. Vegard[4] stellte später auf Grund von Röntgenuntersuchungen sein „Additivitätsgesetz" auf, das seitdem vielfach zur Beurteilung der Atomabstände in Mischkristallen herangezogen wurde: Die Gitterparameter von Mischkristallen sind annähernd lineare Funktionen ihrer in Mol- bzw. Atomprozenten anzugebenden Konzentration. V. M. Goldschmidt[5] ließ jedoch die Frage, ob die Volumina oder die Radien der Atome sich additiv einstellen, zunächst offen. In den letzten Jahren haben genauere Röntgenuntersuchungen ergeben, daß viele, wohl die meisten binären Legierungsreihen keiner einfachen Additivitätsregel gehorchen, was übrigens schon auf Grund von Dichtemessungen für manche Reihen zu vermuten war.

Westgren und Almin[6] stellten eine Anzahl von Untersuchungen über Legierungsreihen, deren Komponenten in dichtester Atompackung kristallisieren, zusammen und fanden, daß in Systemen mit begrenzter Mischkristallbildung die Abweichungen von den Additivitätsregeln im Sinne einer Kontraktion verlaufen, wenn intermediäre Verbindungen gebildet werden. Die Silber-Kupfer-Legierungen[1] haben dagegen deutlich größere Gitterkonstanten, als dem Vegardschen Additivitätsgesetz entsprechen würde.

Selbst in lückenlosen Mischkristallen stellen sich die Atomabstände durchweg nicht nach einem Additivitätsgesetz ein. Bei der Reihe Gold-Silber[2] ergab sich eine dem absoluten Betrage nach geringe Kontraktion, die etwa gleich der Differenz der Atomabstände in den reinen Komponenten ist, so daß die Legierungen in einem erheblichen Bereich an der Goldseite eine kleinere Gitterkonstante haben als die kleinere der beiden Komponenten (Au), was bisher noch in keinem anderen Falle beobachtet wurde. Ist diese Kontraktion bei der nahen Verwandtschaft von Gold und Silber schon auffallend, so nicht minder die Aufweitung des Gold-Kupfer-Gitters[3], die nach neueren Messungen[4] maximal etwa $^2/_3$% der additiv berechneten Gitterkonstanten beträgt. In der Reihe Gold-Platin ergaben unsere Messungen[5] praktisch Additivität der Gitterkonstanten, während Johansson-Linde[6] vor kurzem eine ganz geringe Aufweitung feststellten. Im System Kupfer-Nickel[7] endlich fand sich eine erhebliche Kontraktion, die auffallenderweise an der Kupferseite erheblich stärker ist als an der Nickelseite.

Zur Klärung dieser unübersichtlichen Erscheinungen schien es notwendig, einige weitere Präzisions-Röntgenmessungen an lückenlosen Mischkristallreihen durchzuführen. Die Gelegenheit, neben der Reihe Gold-Platin

---

[1] Original: Siebert-Festschrift S. 288—299. 1931.

[2] J. W. Retgers: Z. phys. Chem. Bd. 3, S. 497—561. 1889; Bd. 4, S. 593—630. 1889; Bd. 5, S. 436—466. 1890.

[3] P. Groth: Einleitung in die chemische Kristallographie, Leipzig 1904, S. 67.

[4] L. Vegard: Z. Phys. Bd. 5, S. 17—26. 1921. L. Vegard und H. Dale, Skrifter utg. a. d. Norske Vid. Ak. Oslo, I. Mat. Nat. Kl. 1927, Nr. 14. — Vgl. F. Kirchner, Ann. Physik. (4) Bd. 69, S. 59—68. 1922.

[5] V. M. Goldschmidt: Z. phys. Chem. Bd. 133, S. 397 bis 419. 1928.

[6] A. Westgren und A. Almin: Z. phys. Chem. Bd. B 5, S. 14—28. 1929.

[1] N. Ageew und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 63, S. 293—303. 1930. N. Ageew, M. Hansen und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 66, S. 350—376. 1930.

[2] G. Sachs und J. Weerts: Z. Phys. Bd. 60, S. 481—490. 1930.

[3] L. Vegard und H. Dale: Z. Krist. Bd. 67, S. 148—162. 1928.

[4] A. E. van Arkel und J. C. M. Basart: Z. Krist. Bd. 68, S. 475—476. 1926.

[5] W. Stenzel und J. Weerts: Siebert-Festschrift S. 300 bis 308. 1931; Mitt. d. dtsch. Materialprüfungsanstalten, Sonderheft XIX, S. 51—54. 1932.

[6] C. H. Johansson und J. O. Linde: Ann. Physik (5) Bd. 5, S. 762—792. 1930.

[7] W. G. Burgers und J. C. M. Basart: Z. Krist. Bd. 75, S. 155—157. 1930.

Digitized by Google

auch die Legierungen des Palladiums mit Gold und Silber genauer zu untersuchen, war uns zunächst deshalb besonders willkommen, weil der Atomabstand im Palladium, wie auch im Platin, kleiner als im Gold bzw. Silber, aber größer als im Kupfer ist. Es bot sich also die Möglichkeit, zu prüfen, ob sich die Abweichungen vom Vegardschen Additivitätsgesetz mit der Differenz der Atomradien der Komponenten verknüpfen lassen.

Bisherige Untersuchungen.

Über die Gitterkonstanten der Silber-Palladium-Legierungen haben bisher McKeehan[1] sowie Krüger und Sacklowski[2], über die der Gold-Palladium-Legierungen Holgersson und Sedström[3] gearbeitet. Sie fanden für beide Reihen eine erhebliche Kontraktion des Mischkristallgitters. Die Abweichungen vom Additivitätsgesetz erscheinen indessen sehr gering und unsicher, wenn

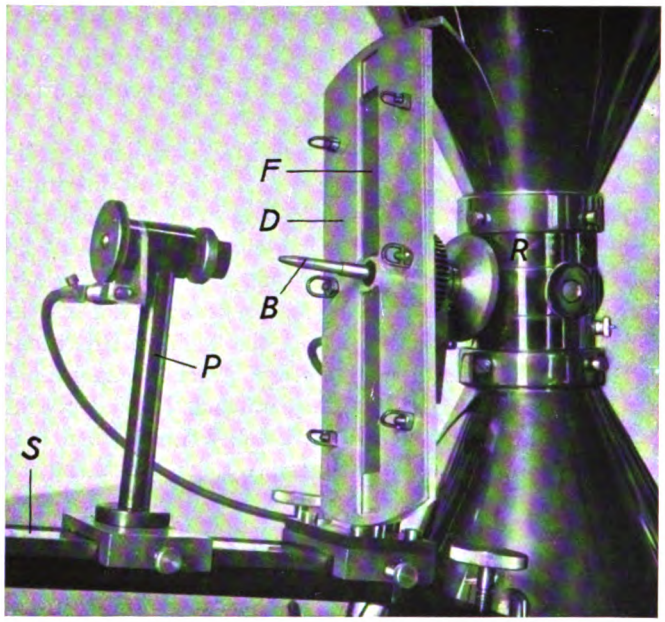


Abb. 1. Gerät für Präzisions-Röntgenaufnahmen von ebenen Proben. *B* Blende, *D* Drehkassette, *F* Film, *P* Probenträger (mit Schliffprobe), *R* Röntgenröhre mit geerdetem Mittelteil, *S* Schiene.

man in diese Meßreihen die später neu bestimmten Gitterkonstanten des Silbers[4] ($a = 4{,}077_7$ statt 4,08 Å), des Goldes[4] ($a = 4{,}070$ statt 4,08 Å) und des Palladiums[5] ($a = 3{,}879$ statt 3,90 Å) einführt. Die verhältnismäßig große Streuung der Einzelwerte um eine glatte Ausgleichskurve ist durch die Unsicherheit der damaligen Röntgenverfahren nicht ganz zu erklären. Sie beruht wahrscheinlich auch auf dem Probenzustand, worauf besonders die Versuche von McKeehan[6] hindeuten. Dabei kommen folgende Fehlerquellen in Frage: Entgast man die Legierungen im Vakuum bei hohen Temperaturen — ein Ausglühen ist zur Homogenisierung ohnedies erforderlich —, so sublimiert die leichterflüchtige Komponente. Die Oberfläche einer Probe hat dann eine andere Konzentration, als der chemischen Analyse entspricht, was bei der geringen Eindringungstiefe der Röntgenstrahlen und der starken Konzentrationsabhängigkeit der Gitterkonstanten die Ergebnisse erheblich beeinflussen kann. Ferner ist damit zu rechnen, daß die Entgasung des Palladiums und der ebenfalls gasempfindlichen palladiumreichen Legierungen nur unvollkommen gelingt. Darauf deuten die außergewöhnlich großen Unterschiede in den älteren Literaturangaben[1] über die Gitterkonstante des reinen Palladiums hin. Endlich ist es schwierig, hochschmelzende Legierungen selbst nach starker Kaltverformung genügend zu homogenisieren.

Eigene Versuche.

Uns standen Proben von Silber-Palladium- und Gold-Palladium-Legierungen verschiedener Konzentrationen in Form von 0,4 mm dicken, einige Quadratzentimeter großen Blechstreifen zur Verfügung[2]. Um über den Einfluß der erwähnten Fehlerquellen Aufschluß zu gewinnen, wurden von jeder Probe 4 Stücke nach verschiedener Glühbehandlung untersucht, eines nach Ausglühen im Hochvakuum, ein zweites nach anschließendem Walzen um 50% und Glühen in reinem Argon[3] bei Atmosphärendruck, das dritte und vierte nach einfacher Homogenisierung in Luft bzw. in Argon. Die Glühtemperatur betrug bei der Reihe Silber-Palladium 920° C, bei Gold-Palladium 1000° C, die Glühdauer 1 Stunde. Die Proben wurden in einem Quarzrohr, in Quarzschiffchen verpackt, in den heißen Ofen eingebracht und nach der Glühbehandlung im herausgenommenen Quarzrohr auf Raumtemperatur abgekühlt. Vor Verbiegung und gegenseitiger Berührung während des Glühens waren sie durch dazwischen gelegte plangeschliffene Quarzplättchen geschützt. Im Hochvakuum verdampften bei 920° C aus den Silber-Palladium-Legierungen erhebliche Mengen Silber, bei 1000° C aus Gold-Palladium-Proben geringe Mengen Gold. Walzplättchen mittlerer Konzentration zeigten nach dem Ausglühen im Vakuum vielfach Aufblähungen, wohl infolge von Gasbläschen in den Reguli, so daß sie nach geeigneter mechanischer Behandlung nochmals geglüht werden mußten.

Die Röntgenuntersuchungen haben wir mit dem vereinfachten und verbesserten Präzisionsverfahren ausgeführt, das erstmalig bei der Bestimmung der Gitter-

[1] L. W. McKeehan: Phys. Rev. Bd. 20, S. 424—432. 1922.

[2] F. Krüger und A. Sacklowski: Ann. Physik (4) Bd. 78, S. 72—82. 1925.
Diese Forscher bringen leider keine genaueren Zahlenangaben.

[3] S. Holgersson und E. Sedström: Ann. Physik (4) Bd. 75, S. 143—162. 1924.

[4] G. Sachs und J. Weerts: A. a. O.

[5] G. Bredig und R. Allolio: Z. phys. Chem. Bd. 126, S. 41—71. 1927.

[6] L. W. McKeehan: A. a. O.

[1] Vgl. P. P. Ewald und C. Hermann: Strukturbericht 1923—1926 (erschien als Beilage zur Z. Krist.) S. 70.

[2] Die Herstellung und Analyse der Proben erfolgte im Laboratorium der Firma G. Siebert, G. m. b. H., Platinschmelze, Hanau a. M. Die Legierungen wurden im Hochfrequenzofen in freier Luft mit einem Einsatz von je 50 g erschmolzen. Die Schmelztiegel bestanden aus Kalk. Des geringen Einsatzes wegen ließ man die Schmelzen im Tiegel erstarren. Die so gewonnenen Reguli wurden unter Zwischenglühung im Gasofen ausgewalzt. Die Analysenproben wurden den Blechen neben den Röntgenproben entnommen.

[3] Die Firma Linde, Höllriegelskreuth, stellte uns reines Argon in dankenswerter Weise zur Verfügung.

Digitized by Google

konstanten der Reihe Gold-Silber[1] benutzt wurde. Abb. 1 zeigt das neuerdings vervollkommnete Aufnahmegerät, mit dem Proben von beliebiger Form und Größe untersucht werden können. Plättchenförmige Proben, wie die vorliegenden, oder auch Schliffstücke werden auf einem Drehteller, dessen Achse der des Röntgenstrahlenbündels parallel und gegen diese um einige Millimeter versetzt ist, so aufgekittet, daß die angestrahlte Oberfläche senkrecht zur Drehachse liegt und das Röntgenstrahlenbündel auf ihr einen Kreisring erfaßt. Der Drehfilm[2] ergibt auch bei grobkörnigen Proben die Interferenzen mit größten Glanzwinkeln in Form kontinuierlich geschwärzter Linien, die sich leicht und genau ausmessen und überdies photometrieren lassen.

Abb. 2 zeigt einige unserer Aufnahmen. Da im Filmbereich von den palladiumreichen Proben nur jedesmal eine Flächenschar, (211) in zweiter Ordnung, das $K\alpha$-Dublett der Kupferstrahlung zur Interferenz bringt, sind je eine Pd-arme und eine Pd-reiche Probe zusammen aufgenommen. Zur Ermittlung der beiden Gitterkonstanten und des aus der Filmschrumpfung und ungenauer Einstellung des Abstandes zwischen Probe und Film sich ergebenden Fehlers[2] genügen dann die drei Dublettliniendurchmesser. Die Unsicherheit der unmittelbar korrigierten Gitterkonstanten (palladiumarme Legierungen) beträgt bis zu $\pm 0{,}0003$ Å, die der mittelbar korrigierten bis zu $\pm 0{,}0005$ Å. Die aus den $K\alpha_1$- und den $K\alpha_2$-Linien getrennt ermittelten Werte stimmten durchweg gut überein; sie konnten häufig noch mit Hilfe der $K\beta_1$-Linien kontrolliert werden.

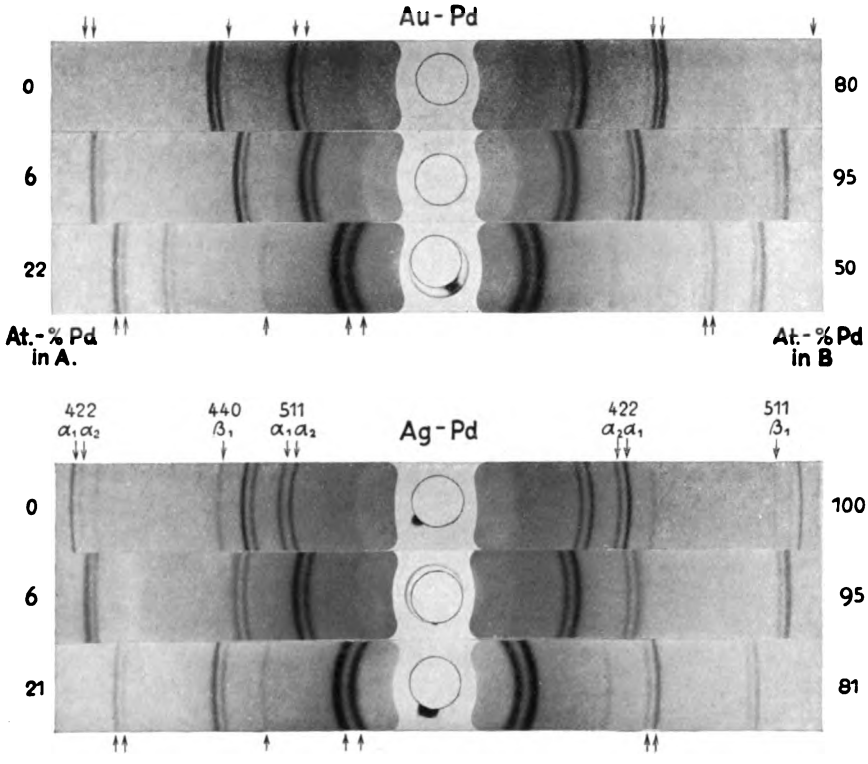


Abb. 2. Röntgenaufnahmen von Silber-Palladium- und Gold-Palladium-Legierungen (Cu-K-Strahlung). (Etwa $^4/_{10}$ natürlicher Größe.)

Ergebnisse.

In Tabelle 1 und 2 sind die an Hand der thermischen Ausdehnungskoeffizienten[3] auf 20° C reduzierten Versuchsergebnisse zusammengestellt. Die Gitterkonstanten des Silbers und des Goldes entsprechen den früher gefundenen Werten[4]. Wider Erwarten ist die Gitterkonstante des Palladiums nach unseren Messungen unabhängig von der Glühbehandlung. Es scheint also, daß wir ein von vornherein ziemlich gasfreies Material vor uns hatten und daß das Palladium bei 900° C aus der Luft bei Atmosphärendruck entweder keine leichtatomigen Gase aufnimmt oder sie bei der Abkühlung ziemlich vollständig wieder abgibt. Die von uns gefundene Gitterkonstante des reinen Palladiums, $a = 3{,}880_9$, stimmt mit der älteren Angabe von Bredig-Allolio[1], $a = 3{,}87_2 \pm 0{,}004$ gut überein.

Auch bei den Legierungen zeigen die Unterschiede in den Gitterkonstanten verschieden behandelter Proben keinen systematischen Gang. Dies gilt im Gegensatz zu den Beobachtungen von McKeehan[2] an Silber-Palladium-Legierungen auch für solche Proben, die nach der ersten Röntgenaufnahme um 50% weitergewalzt und nochmals geglüht wurden. Die Streuung der Gitterkonstanten verschiedener Proben derselben Legierung führen wir daher auf Konzentrationsschwankungen zurück. In der Tat zeigten die nachträglich ausgeführten Einzelanalysen einiger Röntgenproben Unterschiede bis zu 1%, die aber keine befriedigende Erklärung für die Unterschiede der Gitterkonstanten gaben. Wir haben daher der Auswertung die Hauptanalysen (vgl. Anm. S. 48) zugrunde gelegt.

Die in Abb. 3 dargestellte Konzentrationsabhängigkeit der Gitterkonstanten zeigt, daß infolge der unsicheren Analysen auch die Mittelwerte der Gitterkonstanten in beiden Reihen erheblich streuen, und zwar um Beträge von einem Mehrfachen der Ungenauigkeit der Auswertung. Trotzdem läßt sich noch eine einigermaßen sichere Aussage über die Abweichungen der Gitterkonstanten von der Vegardschen Additivitätsregel machen. Bei den Silber-Palladium-Legierungen ergibt sich eine geringe Kontraktion, die nach der parabolischen Ausgleichskurve bei 50 Atom-% ungefähr 0,007 Å, also kaum 0,2% der additiv berechneten Gitterkonstanten beträgt. Bei der Reihe Gold-Palladium finden wir wie bei Gold-Platin praktisch Additivität.

[1] G. Sachs und J. Weerts: A. a. O.
[2] G. Sachs und J. Weerts: Z. Phys. Bd. 64, S. 344—358. 1930.
[3] C. H. Johansson: Ann. Physik (4) Bd. 76, S. 445—454. 1925.
[4] G. Sachs und J. Weerts: A. a. O.

[1] G. Bredig und R. Allolio: A. a. O.
[2] L. W. McKeehan: A. a. O.

Digitized by Google

Tabelle 1.
Gitterkonstanten der Silber-Palladium-Legierungen.

Palladiumgehalt		Behandlung	Gitterkonstante (bei 20° C)		
			Einzelwerte	Mittelwert	Abweichung
Gew.-%	At.-%		Å	Å	Å
0	0	1	$4{,}077_5$		+0,0002
(Reines Silber)		1	77_5		+ 02
		2	77_2	$4{,}077_3$	— 01
		3	77_6		+ 30
		4	76_8		— 05
5,6	5,7	1	$4{,}065_1$		+0,0004
		2	64_6	$4{,}064_7$	— 01
		3	64_6		— 01
		4	64_4		— 03
20,7	20,9	1	$4{,}029_9$		+0,0011
		2	29_2	$4{,}028_8$	+ 04
		3	28_8		00
		4	27_1		— 17
52,6	52,9	1	$3{,}969_9$		−0,0002
		2	70_7	$3{,}970_1$	+ 06
		3	—		
		4	69_7		— 04
80,7	80,9	1	$3{,}914_9$		+0,0006
		2	13_7		— 06
		2*	12_3	$3{,}914_3$	— 20
		3	15_0		+ 07
		4	15_7		+ 14
		4*	14_2		— 01
95,1	95,1	1	$3{,}894_3$		+0,0031
		2	90_5	$3{,}891_2$	— 07
		3	89_2		— 20
		4	90_9		— 03
100	100	1	$3{,}880_6$		−0,0003
(Reines Palladium)		2	$3{,}880_8$		— 01
		3	$(3{,}881_7$?)	$3{,}880_9$	(+ 08)
		4	$3{,}881_1$		+ 02
		5	$3{,}881_2$		+ 03

Behandlung:
1: 920° 1 Stunde im Hochvakuum geglüht.
2: wie 1, dann 50% gewalzt und 920° 1 Stunde in Argon geglüht.
3: 920° 1 Stunde in Luft geglüht.
4: 920° 1 Stunde in Argon geglüht.
5: 1200° 1 Stunde im Hochvakuum geglüht.
*: Behandlung wiederholt.

Tabelle 2.
Gitterkonstanten der Gold-Palladium-Legierungen.

Palladiumgehalt		Behandlung	Gitterkonstante (bei 20° C)		
			Einzelwerte	Mittelwert	Abweichung
Gew.-%	At.-%		Å	Å	Å
0	0	1	$4{,}070_0$		0,0000
(Reines Gold)		2	70_1	$4{,}070_0$	+ 01
		3	70_0		00
		4	70_0		00
3,7	6,6	1	$4{,}059_9$		+0,0002
		2	59_5		— 02
		2*	59_8	$4{,}059_7$	+ 01
		3	60_0		+ 03
		4	59_3		— 04
12,9	21,5	1	—		
		2	—		
		3	$4{,}028_5$	$4{,}027_3$	+0,0012
		4	26_0		— 13
35,1	50,0	1	$3{,}972_7$		−0,0003
		2	72_2		— 08
		3	74_0	$3{,}973_0$	+ 10
		4	73_2		+ 02
68,5	80,1	1	$3{,}920_3$		−0,0010
		2	19_5		+ 02
		3	18_7	$3{,}919_3$	— 06
		4	18_8		— 05
90,9	94,9	1	$3{,}892_4$		−0,0008
		2	92_8		— 04
		3	91_3	$3{,}893_2$	— 19
		4	96_2		+ 30
100	100	Siehe Tabelle 1		$3{,}880_9$	—
(Reines Palladium)					

Behandlung:
1: 1000° 1 Stunde im Hochvakuum geglüht.
2: wie 1, dann 50% gewalzt und 1000° 1 Stunde in Argon geglüht.
3: 1000° 1 Stunde in Luft geglüht.
4: 1000° 1 Stunde in Argon geglüht.
*: Behandlung wiederholt.

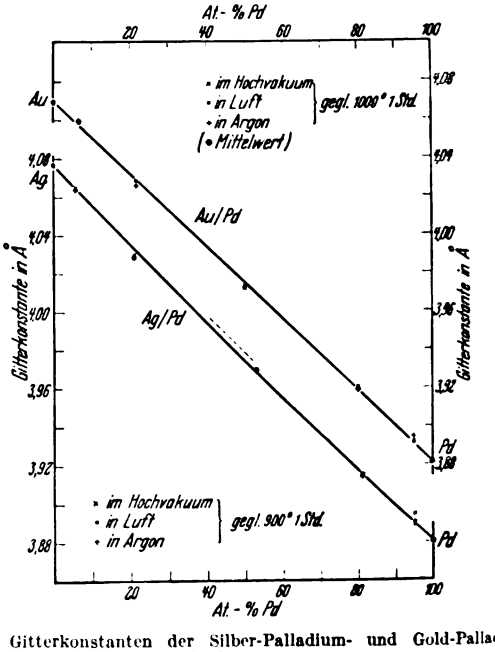


Abb. 3. Gitterkonstanten der Silber-Palladium- und Gold-Palladium-Legierungen.

Abb. 4 bringt eine Übersicht über die Abhängigkeit der Gitterkonstanten einiger lückenloser kubisch-flächenzentrierter Mischkristallreihen von der Konzentration in Atomprozent. Danach sind die Abweichungen vom additiven Verlauf in der Reihe der Goldlegierungen deutlich abhängig von der relativen Atomgröße der Legierungskomponenten. Die bei Gold-Silber beobachtete Kontraktion geht mit zunehmendem Unterschied der Gitterkonstanten der Komponenten über die additiven Reihen (Gold-Platin und Gold-Palladium) in eine Aufweitung (Gold-Kupfer) über[1]. Im großen und ganzen verhalten sich die Silberlegierungen ähnlich, da, wie eingangs erwähnt, auch die Silber-Kupfer-Mischkristalle eine Gitteraufweitung zeigen. Die Kontraktion der Silber-Palladium-Legierungen scheint aber weiter darauf hinzudeuten, daß auch die gegenseitige Stellung der Komponenten im periodischen System der Elemente eine Rolle spielt.

[1] Auf diese zunächst rein formale Gesetzmäßigkeit hat zuerst Herr G. Sachs gelegentlich einer Aussprache hingewiesen.

Digitized by Google

Diese Ergebnisse legen es nahe, die einfachen Additivitätsregeln durch eine physikalisch besser begründete Darstellung zu ersetzen. Einen ersten Versuch in dieser Richtung haben wir gemeinsam mit Herrn G. Sachs in Angriff genommen.

Zusammenfassung.

Die Gitterkonstanten der lückenlosen Mischkristallreihen Silber-Palladium und Gold-Palladium wurden neu bestimmt. Sie sind weitgehend unabhängig von der Art der Glühbehandlung. Für reines Palladium ergab sich der Wert:

$$a_{20°} = 3{,}880_9 \pm 0{,}000_5 \text{ Å}.$$

Im Falle der Gold-Palladium-Legierungen ändern sich die Gitterkonstanten praktisch linear mit der Konzentration in Atomprozent. Demgegenüber zeigen die Silber-Palladium-Legierungen eine geringe Kontraktion, die bei 50 Atom-% etwa 0,007 Å beträgt.

Die Anregung zu vorliegender Arbeit verdanken wir Herrn Professor Dr.-Ing. G. Sachs, der uns auch wertvolle Ratschläge und Hinweise gab. Herrn Dr.-Ing. H. Houben danken wir bestens für seine Bemühungen um die Herstellung der Legierungen und für deren freundliche Überlassung. Bei der Inangriffnahme der Arbeit förderte uns Herr Dr. L. Nowack † mit Rat und Tat. Herr Ing. F. Beck unterstützte uns bei der Durchführung der Glühungen in dankenswerter Weise.

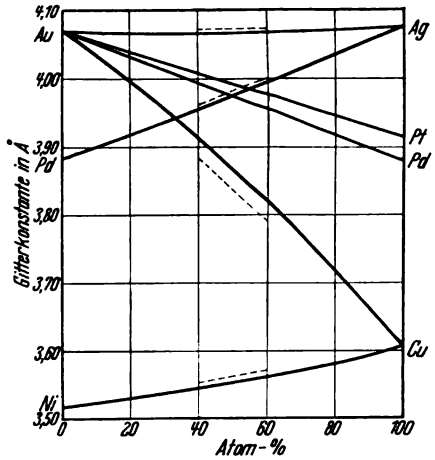


Abb. 4. Gitterkonstanten von lückenlosen Mischkristallreihen kubisch flächenzentrierter Metalle.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind wir für die Bereitstellung von Mitteln zur Beschaffung von Aufnahmegeräten für die Röntgenuntersuchungen zu besonderem Danke verpflichtet.

Röntgenuntersuchungen im System Gold-Platin.

Von **W. Stenzel** und **J. Weerts**[1].

Über das Zustandsdiagramm der Gold-Platin-Legierungen herrschte bis vor kurzem noch einige Unklarheit. Doerinckel[2] hatte lückenlose Mischbarkeit, Grigorjew[3] eine Mischungslücke zwischen 25 und 80% Platin angegeben. Nowack[4] fand beim Anlassen abgeschreckter Legierungen mit 20 und 25 Gew.-% Platin eine Härtesteigerung. Wir stellten uns daher die Aufgabe, die genauere Begrenzung der Mischungslücke röntgenographisch zu bestimmen. Die Konzentrationsabhängigkeit der Gitterkonstanten in den Homogenitätsbereichen interessierte uns überdies im Zusammenhang mit der Frage nach den Gesetzen des Raumbedarfes der Atome in Mischkristallen[5]. Wir hatten in Vorversuchen bereits festgestellt, daß bei hohen Temperaturen lückenlose Mischbarkeit vorliegt und die Mischungslücke sich mit fallender Temperatur stark verbreitert, als uns die umfangreiche Arbeit von Johansson und Linde[6] bekannt wurde, die das Zustandsdiagramm der Gold-Platin-Legierungen oberhalb von 800° C weitgehend geklärt hat. Diese Forscher fanden bei mittleren Konzentrationen oberhalb 1160° C homogene Mischkristalle. Sie bestimmten die Mischungslücke aus der Konzentrations- und Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes abgeschreckter Legierungen und kontrollierten das Ergebnis durch Messungen der Härte und einiger anderer Eigenschaften nach verschiedener Wärmebehandlung. Ferner bestimmten sie die Gitterkonstanten der abgeschreckten, homogenen Legierungen und stellten röntgenographisch die Löslichkeit bei 800° C fest, wobei sich Übereinstimmung mit den elektrischen Messungen ergab. Bei tieferen Temperaturen fanden sie in orientierenden Anlaßversuchen gewisse Anzeichen für das Bestehen intermediärer Homogenitätsgebiete in den Bereichen einfacher Mischungsverhältnisse, die, wie im System Silber-Platin[1], möglicherweise geordnete Atomverteilung aufweisen.

Unsere Untersuchungen haben diese Ergebnisse im wesentlichen bestätigt. Die Verhältnisse bei niedrigen Temperaturen (unterhalb etwa 650° C) haben wir vorläufig nicht untersucht.

Eigene Versuche.

Die Legierungen wurden im Metallaboratorium der Deutschen Gold- und Silber-Scheideanstalt, Pforzheim, aus chemisch reinem Gold und Platin im Tamman-Ofen in Magnesiatiegeln erschmolzen und dort zum Teil fertig ausgewalzt. Bei mittleren Konzentrationen waren Zwischenglühungen bei hohen Temperaturen erforderlich. Proben mit 50 und 60% Pt konnten wir erst nach mehrstündigem Ausglühen bei 800° C kalt auswalzen. Eine

[1] Original: Siebert-Festschrift S. 300—308. 1931.

[2] F. Doerinckel: Z. anorg. Chem. Bd. 54, S. 333—366. 1907.

[3] A. T. Grigorjew: Z. anorg. Chem. Bd. 178, S. 97—107. 1929.

[4] L. Nowack: Z. Metallkunde Bd. 22, S. 94—103. 1930.

[5] Vgl. W. Stenzel und J. Weerts: Siebert-Festschrift S. 288—299. 1931. Mitt. d. dtsch. Materialprüfungsanstalten, Sonderheft XIX S. 47—51. 1932.

[6] C. H. Johansson und I. O. Linde: Ann. Physik (5) Bd. 5, S. 762—792. 1930.

[1] C. H. Johansson und I. O. Linde: Ann. Physik (5) Bd. 6, S. 458—486. 1930.

Digitized by Google

Probe mit 75% Pt blieb auch nach dieser Behandlung, im Gegensatz zu den Beobachtungen von Johansson und Linde, spröde. Wir schmolzen sie im Tamman-Ofen nochmals ein, ließen sie im Magnesiatiegel erstarren und schreckten sie nach einstündigem Ausglühen bei 1200° C ab. Auch nach dieser Behandlung ließ sie sich nicht auswalzen. Auf weitere Versuche mit dieser Legierung haben wir vorläufig verzichtet.

Sämtliche Röntgenproben waren Walzplättchen von etwa 0,4 mm Dicke und etwa 2 cm² Größe. Die Glühungen erfolgten in einem gut verschlossenen Quarzrohr, das in einem verhältnismäßig großen, waagerechten Platinofen lag. Die Proben waren in einem Quarzschiffchen zwischen plangeschliffenen Quarzplättchen verpackt, so daß sie beim Abschrecken bis zum Auftreffen auf die Oberfläche des etwa 1 m tiefen Eiswassers annähernd auf der Glühtemperatur geblieben sein dürften. Unmittelbar nach dem Eintauchen in die Abschreckflüssigkeit fiel dann das Paket auseinander. Die Ofentemperatur wurde beim Glühen der heterogenen Proben mittels eines Reglers möglichst konstant gehalten. Sie schwankte bei 700° C um etwa ±5°, bei 1000° um etwa ±8°, bei 1200° um etwa ±10°. Gemessen wurde die Temperatur an der Außenwand des Quarzrohres neben dem darinliegenden Quarzschiffchen. Der Unterschied gegen die Probentemperatur wurde gesondert bestimmt.

Die Röntgenaufnahmen wurden mit Kupferstrahlung hergestellt. Über das Aufnahmeverfahren berichten wir an anderer Stelle[1]. Für die Reduktion der Gitterkonstanten auf 20° C haben wir angenommen, daß die thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Legierungen, wie bei allen bisher untersuchten lückenlosen Mischkristallreihen[2], etwas kleiner sind, als wenn sie linear von der Konzentration abhängen würden.

Homogene Legierungen.

Wir bestimmten zunächst die Gitterkonstanten der homogenen Reihe nach dem Abschrecken von hohen Temperaturen (Glühdauer 1 Stunde). Tabelle 1 bringt eine Übersicht über diese Versuche und ihre Ergebnise.

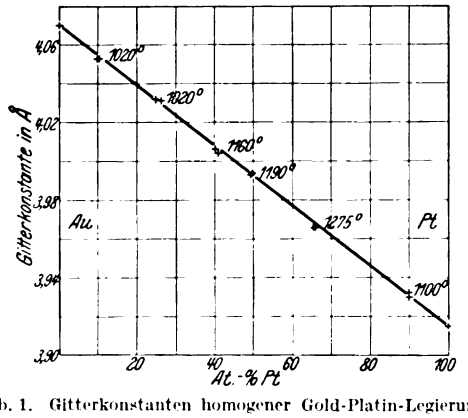


Abb. 1. Gitterkonstanten homogener Gold-Platin-Legierungen.

Die Konzentrationsabhängigkeit der Gitterkonstanten ist nach Abb. 1 praktisch linear, bei durchweg erheblicher Streuung der Einzelwerte. Da die Analysen von je zwei Proben, die den Walzblechen nebeneinander entnommen waren, Unterschiede bis zu 1% und mehr zeigten, führen wir diese Streuung auf eine mangelhafte Homogenisierung zurück, wie sie auch bei Palladiumlegierungen[1] beobachtet wurde. Johansson und Linde fanden bei ihren Röntgenuntersuchungen ebenfalls eine derartige Streuung. Sie glauben auf eine ganz geringe Abweichung vom Vegardschen Additivitätsgesetz nach größeren Gitterkonstanten hin schließen zu sollen. Im übrigen stimmen die beiden Meßreihen gut überein.

Tabelle 1. Gitterkonstanten homogener Gold-Platin-Legierungen.

Platingehalt Gew.-%	Platingehalt At.-%	Abschreck-temperatur °C	Gitterkonstanten a (bei 20° C) gemessen Å	Gitterkonstanten a (bei 20° C) additiv berechnet Å	Unterschied $a_{gem} - a_{ber}$ Å
0	0	—	$4{,}070_0$	$(4{,}070_0)$	—
(Reines Gold)					
$9{,}9_1$	$9{,}8_2$	1020	$4{,}052_7$	$4{,}054_8$	$-0{,}002_1$
$10{,}2_1$	$10{,}1_1$		2_9	4_3	$-\ 1_4$
$25{,}1_7$	$24{,}9_9$	1020	$4{,}031_9$	$4{,}031_2$	$+0{,}000_5$
$26{,}5_3$	$26{,}3_5$		1_5	29_2	$+\ 2_3$
$41{,}1_2$	$40{,}8_9$	1160	$4{,}004_0$	$4{,}006_7$	$-0{,}002_7$
$40{,}4_9$	$40{,}2_6$		6_6	7_7	$-\ 1_1$
$49{,}9_7$	$49{,}6_8$	1190	$3{,}994_2$	$3{,}993_1$	$+0{,}001_1$
$49{,}8_8$	$49{,}6_3$		3_2	3_2	0_0
$65{,}4_7$	$65{,}2_4$	1275	$3{,}966_1$	$3{,}968_9$	$-0{,}002_8$
$65{,}9_8$	$65{,}7_4$		5_8	8_1	$-\ 2_3$
$90{,}1_0$	$90{,}0_1$	1100	$3{,}929_9$	$3{,}930_6$	$-0{,}000_7$
$90{,}1_4$	$90{,}0_5$		32_3	0_5	$+\ 1_8$
		[1]	$3{,}915_3$		
		[2]	$3{,}915_3$		
100	100	[3]	$3{,}915_2$	Mittelwert:	—
(Reines Plat.)		[4]	$(3{,}914_0?)$	$3{,}915_1$	
		[5]	$3{,}914_6$		

1) 930°, 1 Stunde } im Hochvakuum geglüht und abgekühlt.
2) 1200°, 1 Stunde }
3) 1020°, 1 Stunde in Luft geglüht, abgeschreckt in Eiswasser.
4) 1000°, 1 Stunde in Argon geglüht.
5) 1000°, 1 Stunde im Hochvakuum geglüht und abgekühlt auf R. T., anschließend 1000°, 1 Stunde in Argon geglüht.

Die Gitterkonstante des reinen Platins ist, wie die des Palladiums, praktisch unabhängig von der Glühbehandlung und beträgt bei 20° C

$$a_{Pt} = 3{,}915_1 \pm 0{,}000_5\ \text{Å}.$$

Bestimmung der Mischungslücke.

Die erstmalig von Ageew und Sachs[2] bei Silber-Kupfer-Legierungen benutzte röntgenographische Methode zur Bestimmung von Löslichkeitsgrenzen im festen Zustand konnte nunmehr sinngemäß für die Feststellung der Grenze des heterogenen Gebietes angewandt werden. Dazu wurden homogene abgeschreckte Proben mit ungefähr 40, 50 und 60% Platin bei verschiedenen Temperaturen angelassen und abgeschreckt (vgl. Abb. 2). Die Ergebnisse der einzelnen Röntgenaufnahmen und die aus der Konzentrationsabhängigkeit der Gitterkonstanten

[1] W. Stenzel und J. Weerts: A. a. O.
[2] Vgl. W. Guertler: Metallographie Bd. 2, Abschnitt 5, Lieferung 2, S. 183, Berlin 1926.

[1] W. Stenzel und J. Weerts: A. a. O.
[2] N. Ageew und G. Sachs: Z. Physik Bd. 63, S. 293—303. 1930.

Digitized by Google

(Abb. 1) ermittelten Gleichgewichtsgehalte der beiden Phasen sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2. Röntgenographische Bestimmung der Mischungslücke im System Gold-Platin.

Abschrecktemperatur °C	Probe Nr.	Goldreiche Phase: Gitterkonstante a Å	Goldreiche Phase: Konzentration At.-% Pt	Platinreiche Phase: Gitterkonstante a Å	Platinreiche Phase: Konzentration At.-% Pt
1108 (1 Std.)	54	$4{,}003_6$	42,9	—	
	55	—		$3{,}045_7$	80,6
1065 ($1^1/_2$ Std.)	54	$4{,}007_6$	40,3	$3{,}938_6$	84,4
	55	—		$3{,}940_5$	
985 ($4^1/_2$ Std.)	53	$4{,}017_5$	33,5	$3{,}929_5$	91,0
	54	$4{,}017_5$		$3{,}929_3$	
	55	—		$3{,}928_6$	
875 (40 Std.)	53	$4{,}024_8$	29,3	$3{,}923_4$	94,0
	54	$4{,}024_2$		$3{,}923_6$	
	55	—		$3{,}925_9$	
675 (170 Std.)	53	$4{,}032_4$	24,5	$3{,}920_3$	96,8
	54	$4{,}032_2$		$3{,}920_0$	
	55	$4{,}031_4$		$3{,}920_7$	

Nr. 53: 40 At.-% Pt Nr. 54: 50 At.-% Pt Nr. 55: 65 At.-% Pt.

Bem.: 0,001 Å Änderung der Gitterkonstanten entspricht einer Konzentrationsänderung von 0,65 At.-%.

Die in Abb. 2 eingetragenen Versuchswerte lassen sich durch die beiden stark ausgezogenen Linien gut wiedergeben, die wir oberhalb von 1110° C zwanglos durch die gestrichelte Kurve mit einem Maximum bei etwa 1180° C verbunden haben. Auf der Goldseite ist die Übereinstimmung mit der dünn gestrichelten Löslichkeitsgrenze nach Johansson-Linde recht gut. Auf der Platinseite finden wir dagegen oberhalb 700° C eine deutlich geringere Löslichkeit. Worauf diese mangelhafte Übereinstimmung beruht, läßt sich nicht ohne weiteres sagen. Die Mittelwerte der vier röntgenographischen Kontrollbestimmungen, die Johansson-Linde bei 800° C ausführten, liegen auf der Goldseite in unserer Kurve, fallen auf der Platinseite dagegen in die von ihnen elektrisch bestimmte. Der obenerwähnte geringe Unterschied in der Konzentrationsabhängigkeit der Gitterkonstanten fällt nicht ins Gewicht. Die Unterschiede in der Wärmebehandlung der Proben und in den Abschreckbedingungen scheinen ebenfalls keine Rolle zu spielen. Wir haben allerdings teilweise längere Glühzeiten gewählt. Die Frage, inwieweit in beiden Fällen Gleichgewichtszustände erfaßt sind, müssen wir offen lassen. Auf Grund der Linienschärfe der einzelnen Röntgenaufnahmen, von denen einige in Abb. 3 zusammengestellt sind, läßt sich allgemein nur etwa folgendes aussagen: Die ziemlich scharfen Linien der oberhalb etwa 1000° C abgeschreckten Proben deuten darauf hin, daß der Gleichgewichtszustand erreicht und auch beim Abschrecken erhalten geblieben ist. Hier müssen ferner die Diffusionsvorgänge so rasch verlaufen, daß die stark temperaturabhängige Konzentration beider Phasen sich den verhältnismäßig großen, langsamen Temperaturschwankungen des Ofens anpassen konnte. Bei mittleren Temperaturen sind die Linien dagegen durchweg etwas unscharf, doch entspricht ihre Verbreiterung nicht dem geringen Regulierbereich des Temperaturreglers. Allgemein fällt auf, daß die goldreiche Phase stets nur bei starkem, mengenmäßigem Übergewicht über die platinreiche scharfe Linien ergibt, wie das Beispiel der bei 675° C (170 Stunden) abgeschreckten Legierungen (Abb. 3) zeigt. Die Linien der Platinphase ändern dagegen nur ihre Intensität, etwa entsprechend dem verschiedenen Mengenverhältnis. Diese Linienverwaschung der Goldphase könnte man durch anormal kleine Kristallite, Gitterverspannungen oder Konzentrationsschwankungen erklären. Die Abhängigkeit der Erscheinung vom Mengenverhältnis der beiden Phasen gibt dazu keine näheren Aufschlüsse. Es wäre vielmehr erforderlich, die Änderung der Röntgenbilder beim Anlassen zeitlich zu verfolgen. Hierbei würde man wahrscheinlich auch zu endgültigen Aussagen über die

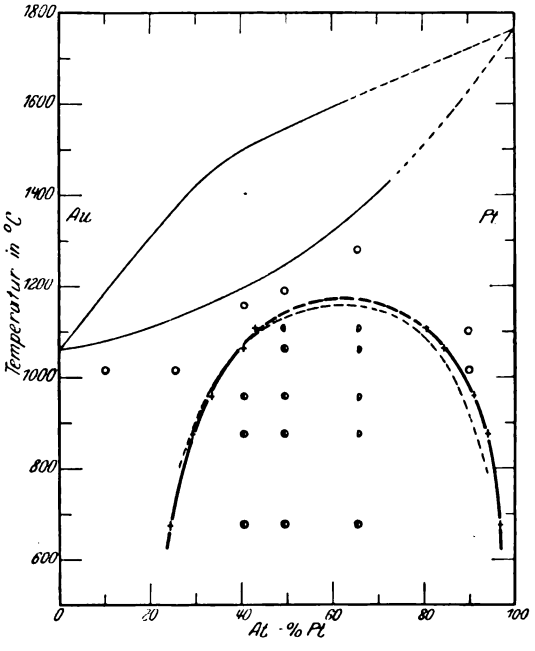


Abb. 2. Zustandsschaubild Gold-Platin.
– – – Liquidus- und Soliduslinie nach Doerinckel (1907).
— — — Mischungslücke nach Johansson-Linde (1930).
— + — Röntgenographisch bestimmte Mischungslücke.
○ homogen, ◐ heterogen.
} nur platinreiche Phase
} nur goldreiche Phase
} im Röntgenbild sicher zu vermessen.

Gleichgewichtskonzentrationen gelangen. Vorläufig erscheint es uns aber wichtig, daß Proben verschiedener Konzentration und Linienschärfe jedesmal innerhalb der Versuchsgenauigkeit auf die gleichen Grenzkonzentrationen führen (vgl. Tabelle 2). Die Reproduktionen der Filme geben übrigens die Auswertungsbedingungen nur annähernd wieder. Auf den Originalaufnahmen konnten die meisten Linien im Komparator gut reproduzierbar ausgemessen werden.

Das röntgenographische Verfahren der Bestimmung von Löslichkeitsgrenzen ist unserer Ansicht nach häufig anderen Verfahren vorzuziehen[1], vorausgesetzt, daß sich die Gitterkonstanten mit der Konzentration genügend stark ändern, wie es ja hier der Fall ist. Die Gitterparameter sind nämlich weitgehend unabhängig von geringen Gitterstörungen, auf die die elektrischen und mechani-

[1] Vgl. auch den Beitrag von G. Sachs in: Ergebnisse der technischen Röntgenkunde, Bd. II, herausgegeben von F. Körber und E. Schiebold, Leipzig 1931, S. 251—261.

Digitized by Google

schen Eigenschaften bereits stark ansprechen. Derartige Störungen können durch Alterung bei Raumtemperatur, aber auch durch nicht ganz wirksames Abschrecken entstehen und leicht einen systematischen Gang mit der Konzentration nehmen. Weiter spricht für die Röntgenaufnahme, daß sie neben einer eindeutigen Aussage über die Konzentration selbst auch einigen Aufschluß über den Grad des Gleichgewichtes gibt (Linienschärfe, Streustrahlung usw.). Die Absolutgenauigkeit des Verfahrens ist in den meisten Fällen recht groß und seine Anwendung bequem, zumal man mit wenigen Proben auskommt.

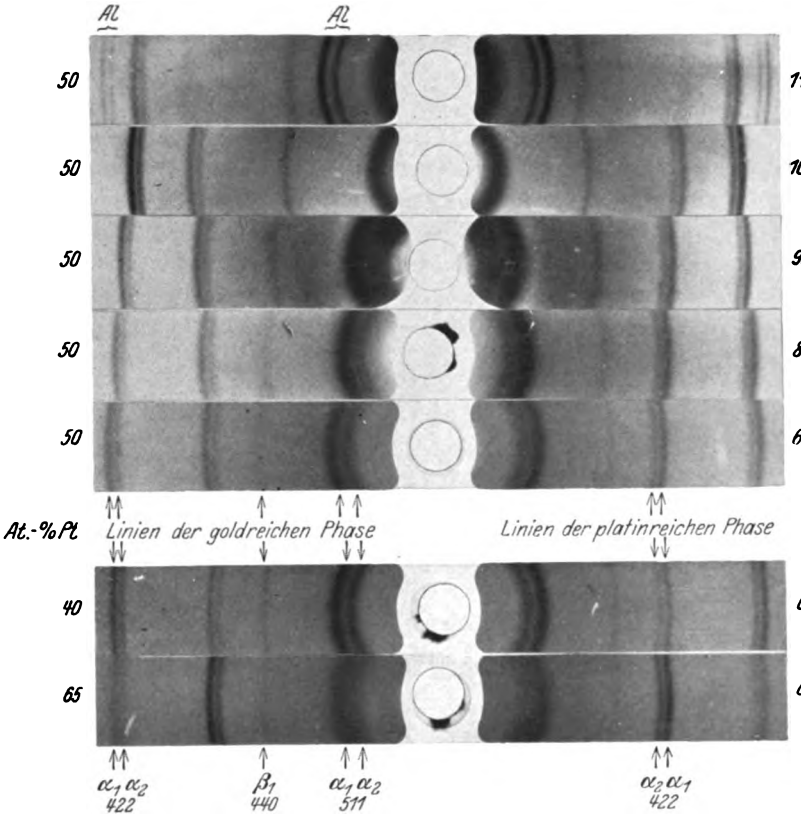


Abb. 3. Röntgenaufnahmen (Cu-K-Strahlung) zweiphasiger Gold-Platin-Legierungen. (Anlaßtemperaturen in ° C.) (Etwa $^4/_{10}$ natürlicher Größe.)

Zusammenfassung.

Die Atomabstände in homogenen Gold-Platin-Legierungen ändern sich praktisch linear mit der Konzentration. Reines Platin hat eine Gitterkonstante $a_{Pt} = 3{,}915_1 \pm 0{,}000_5$ Å, bezogen auf 20° C.

Die Löslichkeitsgrenzen wurden zwischen 675 und 1110° C röntgenographisch bestimmt. Das Temperaturmaximum der Mischungslücke liegt bei etwa 1180° C und rund 60% Platin. Bei 1100 (900, 700)° C lösen sich rund 43 (30, 25) Atom-% Platin im Gold und rund 19 (7, 3,5) Atom-% Gold im Platin.

Bis auf die deutlich geringere Löslichkeit des Goldes im Platin stimmen die Ergebnisse im wesentlichen mit den Untersuchungen von Johansson-Linde (1930) überein.

Wir danken auch an dieser Stelle Herrn Professor Dr.-Ing. G. Sachs für die Anregung und Förderung der Arbeit. Besonderen Dank schulden wir dem inzwischen verstorbenen Herrn Dr. L. Nowack, Leiter des metallographischen Laboratoriums der Deutschen Gold- und Silber-Scheideanstalt, Pforzheim, das uns durch Herstellung der Legierungen in größtenteils versuchsfertiger Form in wertvollster Weise unterstützte. Bei der Wärmebehandlung der Röntgenproben hat Herr Ing. F. Beck wertvolle Mitarbeit geleistet. Herr Professor Dr. E. Schürmann vom Staatlichen Materialprüfungsamt hatte die Freundlichkeit, die Analyse der Proben zu übernehmen.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft verdanken wir die Mittel zur Durchführung der vorliegenden Arbeit.

Mechanik deformierbarer Körper.

Von **K. Weißenberg**[1].

Inhaltsverzeichnis.

A. Einleitung.
- a) Die Problemstellung der Mechanik.
- b) Maßbestimmung der mechanischen Variablen und systematischer Aufbau der Mechanik.
- c) Die Grundgesetze der Mechanik:
  - I. Das Newtonsche Trägheitsgesetz und die Prinzipien von d'Alembert und Hamilton.
  - II. Die mechanische Zustandsgleichung.

B. Die reine Deformationsmechanik der (PS)-Körper. Allgemeiner Überblick.
- a) Die Lehre von der mechanischen Verwandtschaft deformierbarer Körper. Systematik der (PS)-Körper.
- b) Reine Deformationsmechanik der ($P_m S_n$)-Körper.
  - I. Die allg. Nachwirkungstheorie der (PS)-Körper.
  - II. Die 3 Spezialgebiete der reinen Deformationsmechanik.
    1. Relaxationstheorie.
    2. Potential- (Elastizitäts-) Theorie.
    3. Theorie der inneren Reibung.
  - III. Der innere Zusammenhang der 3 Spezialgebiete.
  - IV. Die Superpositionstheorie.

C. Die reine Deformationsmechanik der S-Körper. Ableitung der speziellen Zustandsgleichung der S-Körper.
- I. Allgemeine Nachwirkungstheorie der S-Körper.
  1. Deformationsbeanspruchungen.
  2. Dynamische Beanspruchungen.
- II. Die 3 Grundgesetze der S-Körper.
  1. Kleine Deformationsbeanspruchungen.
  2. Kleine dynamische Beanspruchungen.
- III. Relaxationstheorie der inneren Reibung.
- IV. Die Superpositionstheorie der S-Körper.
  1. Deformierende Beanspruchung.
  2. Dynamische Beanspruchung.

[1] Original: Abh. d. preuß. Akad. d. Wissenschaften 1931. Phys.-Math. Kl. Nr 2. Vorgetragen am 19. VI. 31. im Kolloquium des K.W.I. f. Metallforschung.

Digitized by Google

V. Beispiele einfacher *S*-Körper.
VI. Allgemeine mechanische Eigenschaften der *S*-Körper.
D. Die reine Deformationsmechanik der *P*-Körper.
Ableitung der Zustandsgleichung der *P*-Körper.
I. Die allgemeine Nachwirkungstheorie der *P*-Körper.
1. Dynamische Beanspruchung.
2. Deformierende Beanspruchung des *P*-Körpers.
II. Die 3 Grundgesetze der *P*-Körper.
1. Kleine dynamische Beanspruchungen.
2. Kleine deformierende Beanspruchungen.
III. Die Relaxationstheorie der inneren Reibung.
IV. Die Superpositionstheorie der *P*-Körper.
1. Dynamische Beanspruchung.
2. Deformierende Beanspruchung.
V. Beispiele einfacher *P*-Körper.
VI. Die allgemeinen mechanischen Eigenschaften der *P*-Körper.
E. Die mechanischen Eigenschaften der *S*- bzw. *P*-Körper.
F. Zusammenfassung.

A. Einleitung.

Die Untersuchung der mechanischen Eigenschaften von Kolloiden beanspruchte zunächst nur ein technologisches Interesse. Man versuchte die Eignung eines Materials als Baustoff resp. als feste Gerüstsubstanz oder auch als Klebstoff, als Schmiermittel, als Spinnlösung oder als Lack mit ihren mechanischen Eigenschaften in Zusammenhang zu bringen. In den letzten Jahrzehnten hat sich auch das wissenschaftliche Interesse diesen Fragen immer mehr zugewandt, und man hat versucht, die Feinstruktur der Materialien aus ihren mechanischen Eigenschaften zu erschließen. So hat man z. B. das Molekulargewicht der hochmolekularen Naturstoffe, wie Gummi, Zellulose, Eiweiß usw. in Modifikation einer Theorie von Einstein mit der Viskosität verdünnter Lösungen dieser Substanzen verknüpft.

Für all diese Untersuchungen war es eine große Schwierigkeit, daß die Begriffsbildung nur für einfachste idealisierte Modellsubstanzen scharf präzisiert war, während für den allgemeinen Fall, in welchem ein Material je nach Art der Beanspruchung neben mehr oder minder reversiblen („elastischen") Verformungen auch bleibende („plastische") Verformungen aufweist, eine allgemeine scharfe Begriffsbildung und dementsprechend auch eine präzise Deutung der experimentellen Ergebnisse fehlte. Am schwierigsten war die Lage, als man fand, daß im allgemeinen die mechanischen Vorgänge eine Abhängigkeit von der Vorgeschichte des beanspruchten Materials („Nachwirkung") zeigen; so fand man z. B., daß nach vorangegangener Deformation bei konstant erhaltenem Deformationszustand die Spannung nicht konstant ist, sondern mit der Zeit gegen Null abklingt („Relaxation") und daß bei anderen Materialien nach vorangegangener Anspannung eine Deformation („Nachkriechen") auftritt, dazu kamen „Verfestigungs- und Entfestigungserscheinungen", „Erholung".

Die Unsicherheit in der Begriffsbestimmung und damit in der Deutung der experimentellen Ergebnisse tritt besonders bei den polykristallinen Materialien (wie z. B. bei den Metallen, Legierungen, festen Gerüstsubstanzen usw.) auf; aber auch in verhältnismäßig einfachen Fällen, in denen jedenfalls die groben räumlichen Inhomogenitäten der Korngrenzen wegfallen, wie z. B. bei den kolloiden Lösungen, treten die Schwierigkeiten klar zutage. Wir geben daher nachfolgend einen systematischen Weg an, auf welchem man zu einer exakten Begriffsbildung und Theorie gelangt.

a) Die Problemstellung der Mechanik.

Wir stellen uns die Aufgabe, diejenigen Gesetze zu finden, welche gestatten, die Zustandsänderungen eines Körpers bei allen mechanischen Beanspruchungen zu berechnen.

Bevor wir auf diese Gesetze selbst eingehen, müssen wir festsetzen, was wir unter mechanischen Beanspruchungen verstehen wollen, oder anders ausgedrückt, was wir als mechanische Variablen gelten lassen.

Man definiert gewöhnlich die Mechanik als die Lehre von den Bewegungsgesetzen materieller Körper, wobei diese Bewegungsgesetze einen Zusammenhang zwischen den dynamischen Einwirkungen und dem Bewegungszustand herstellen. Wir werden also die zur Kennzeichnung dieser beiden Faktoren notwendigen Variablen als die mechanischen bezeichnen.

Wir nehmen hier der Einfachheit halber die deformierbaren Körper als homogene Kontinuen an[1]. Dies hat den Vorteil, daß die Zustandsänderung beliebig großer und beliebig geformter endlicher Volumina des Körpers aus denen des Volumelements rein rechnerisch (durch räumliche Integration) ermittelt werden kann, so daß wir uns auf das Studium eines unendlich kleinen Volumelementes beschränken werden.

Der Bewegungszustand des Volumelements wird durch seine Lage im Raum, sowie durch die Angabe der Geschwindigkeit, Beschleunigung usw., kurz sämtlicher Differentialquotienten der Raumkoordinaten nach der Zeit gekennzeichnet. Für endlich ausgedehnte Volumina muß man noch die räumlichen Differentialquotienten der genannten Größen berücksichtigen. Alle diese Variablen wollen wir unter dem Namen geometrische Variablen zusammenfassen; sie bilden die eine Gruppe der mechanischen Variablen, d. h. wir wollen jeden Bewegungszustand als eine mechanische Beanspruchung ansehen. Entsprechend den verschiedenen Arten von geometrischen Veränderungen, welche ein Volumelement erleiden kann, unterscheiden wir zunächst drei Grundformen der Bewegung, die Translation, Rotation und Deformation genannt werden; bei den Deformationen selbst wieder haben wir zwei Unterarten zu unterscheiden, je nachdem die geometrische Veränderung des Volumelements formkonstant nur den Rauminhalt oder raumkonstant nur die Form betrifft. Im ersteren Fall sprechen wir von Volumdilatation, im zweiten Fall von reiner Deformation. Jede beliebige Deformation läßt sich aus Volumdilatation und einer reinen Deformation und jede allgemeine Bewegungsform aus jenen Translationen Rotationen und Deformationen zusammensetzen. Analog wie der Bewegungszustand durch die geometrischen

[1] Dieser Standpunkt ist als eine erste Näherung gedacht; erst wenn die Gesetze der Kontinuumsmechanik geklärt sind, wird der Versuch gemacht, durch Berücksichtigung der diskontinuierlichen Struktur der Materie eine „Molekulartheorie" der mechanischen Eigenschaften zu geben. Vgl. hierzu: R. Eisenschitz und B. Rabinowitsch. Ber. d. dtsch. chem. Ges. Bd. 64, S. 2522. 1931.

Digitized by Google

Variablen wird die dynamische Einwirkung, kurz der dynamische Zustand, durch die sog. dynamischen Variablen gemessen. Ihre Definition ergibt sich aus dem allgemeinen Variationsprinzip[1], welches jeder möglichen geometrischen Variation eine dynamische Größe zuordnet. Dabei entsprechen den Translationen die Kräfte, den Rotationen die Drehmomente und den Deformationen die Spannungen; im besonderen entsprechen noch den Volumdilatationen die isotropen Drucke und den reinen volumkonstanten Deformationen die reinen, das heißt die bezüglich isotropen Druck konstanten Spannungen. Die entsprechend den 3 einfachen Bewegungsformen so definierten einfachen dynamischen Größen bilden zusammen mit ihren räumlichen und zeitlichen Differentialquotienten die Gesamtheit der dynamischen Variablen. Jeder beliebige dynamische Zustand läßt sich aus den genannten drei einfachen zusammensetzen. Damit ist die zweite Gruppe der mechanischen Variablen bestimmt, und wir wollen jeden bestehenden dynamischen Zustand als eine mechanische Beanspruchung ansehen.

Wir haben also drei einfache Arten von mechanischen Beanspruchungen zu unterscheiden, und zwar die durch Translationen oder Kräfte, Rotationen oder Drehmoment und Deformationen oder Spannungen oder, wenn man auch hier auf die einfachsten Arten reduziert, hat man noch die Beanspruchungen durch Volumdilatationen oder isotrope Drucke und die durch reine Deformationen und reine Spannungen zu unterscheiden; hinzu kommen die kombinierten Beanspruchungen, welche aus den obengenannten zusammengesetzt sind. Zur Erläuterung der drei einfachen mechanischen Beanspruchungsarten sei noch auf folgendes hingewiesen. In der einfachen Translationsmechanik können als Variable nur eine resultierende Kraft und eine resultierende Translation sowie deren zeitliche Differentialquotienten auftreten. Die räumlichen Differentialquotienten dieser Größen müssen jedoch dauernd identisch gleich Null sein, weil sie ein Maß darstellen für die Rotationen und Drehmomente resp. Deformationen und Spannungen und diese ja definitionsgemäß in der einfachen Translationsmechanik nicht vorkommen dürfen. Analoges gilt für die reine Rotations- und Deformationsmechanik. Da wir uns speziell mit der letztgenannten zu beschäftigen haben, möchten wir einige Spezialfälle explizite erläutern. Einfache Deformationsbewegungen werden z. B. bei der Dehnung eines Fadens oder einer Lamelle ausgeführt, wenn man an ihren Enden gleich große, aber entgegengesetzt wirkende Kräfte angreifen läßt. Man kann eine einfache Deformationsströmung auch in der Weise erzeugen, daß man eine Flüssigkeit zwischen zwei konzentrischen Zylindern strömen läßt, wobei sich die Drehgeschwindigkeiten umgekehrt wie die Radien verhalten[2]. Hingegen sind lammellare Strömungen sowie Scher- und Schubbeanspruchungen keinesfalls einfache Deformations- oder Spannungsbeanspruchungen, sondern Kombinationen aus Deformations- und Rotationsbeanspruchung resp. Spannungs- und Drehmomentsbeanspruchung.

Nachdem nun festgelegt ist, was wir unter mechanischer Beanspruchung verstehen wollen, können wir versuchen, die dabei auftretenden Zustandsänderungen zu berechnen. Bei der mechanischen Beanspruchung von Materialien, insbesondere von Kolloiden, treten im allgemeinen sehr verschiedene Erscheinungen auf. So findet man bei der Deformation von Gummi reversible und irreversible Wärmetönungen, Modifikationsänderungen, vielleicht auch chemische Umsetzungen usw. Bei anderen Kolloiden treten auch noch elektrische Ladungen auf. Jede solche Zustandsänderung ist mechanisch bestimmt, resp. unbestimmt, je nachdem sie sich universell, d. h. zeitunabhängig, als Funktion der mechanischen Variablen allein darstellen und berechnen läßt oder nicht.

Die Mechanik im weitesten Sinne hat somit die Aufgabe, alle gesetzmäßigen Beziehungen zwischen den genannten mechanischen Variablen und den mechanisch bestimmten Zustandsänderungen zu ermitteln. Sie gliedert sich in die drei einfachen Gebiete der Translations-, Rotations- und Deformationsmechanik, wobei letztere selbst wieder aus der Volums-Dilatations- und der reinen Deformationsmechanik zusammengesetzt ist und deren Kombinationen. Im engeren Sinne hat sich die Mechanik mit den gesetzmäßigen Beziehungen zwischen den mechanischen Variablen selbst zu beschäftigen, d. h. zu untersuchen, ob ein gesetzmäßiger Zusammenhang und welcher zwischen dem dynamischen und dem Bewegungszustand besteht; dies ist die Aufgabe, welche in dieser Arbeit behandelt wird.

b) Maßbestimmung der mechanischen Variablen und systematischer Aufbau der Mechanik.

Die quantitative Formulierung der mechanischen Gesetze erfordert die Einigung auf eine bestimmte Meßvorschrift für die Variablen. Grundsätzlich ist die Wahl der Meßvorschrift eine willkürliche; man wird aber bestimmte Anforderungen an sie stellen, wenn man die Gesetze in möglichst einfacher Formulierung erhalten will. Auf die Bedeutung dieses Gesichtspunktes hat besonders Hencky hingewiesen. Die Maßbestimmung aller mechanischen Variablen gehorcht einem einfachen „Superpositionsgesetz", d. h. die Maßzahlen der Variablen setzen sich einfach additiv zu denen der Resultierenden zusammen. Nur bei der Maßbestimmung der Deformation stimmt dies nicht allgemein. Während nämlich für unendlich kleine Deformationen und mithin auch für alle räumlichen und zeitlichen Differentialquotienten der Deformation einfache Additivität besteht, gilt für die endliche Deformation ein verwickeltes Superpositionsgesetz, so daß z. B. die zweimalige Ausführung einer Deformation mit der Maßzahl 1 keineswegs eine Gesamtdeformation mit der Maßzahl 2 ergibt. Im einfachsten Fall, wenn die Deformation nur nach einer Richtung erfolgt, hatte man ja als ihr Maß den Ausdruck

$$D = \left(\frac{l_2 - l_1}{l_1}\right) = \left(\frac{l_2}{l_1} - 1\right)$$

[1] Über die allgemeine Definition der Kraft vgl. Planck: Mechanik deformierbarer Körper. 1. Bd., S. 175 (4. Aufl.).

[2] Vgl. z. B. Planck: Allgemeine Mechanik. 4. Aufl., 2. Bd., S. 160. 1922.

Digitized by Google

genommen, wobei l_1 resp. l_2 den Abstand zweier Punkte in der Deformationsrichtung vor resp. nach der Deformation bezeichnet. Führt man nun hintereinander zwei endliche Deformationen aus und addiert ihre Maßzahlen, so ist die resultierende Deformation nicht gleich der Summe dieser Maßzahlen, entsprechend der Ungleichung

$$\left(\frac{l_2}{l_1} - 1\right) + \left(\frac{l_3}{l_2} - 1\right) \neq \left(\frac{l_3}{l_1} - 1\right).$$

Für unendlich kleine Deformationen geht diese Ungleichung in eine Gleichung über, d. h. es besteht dann einfache Additivität.

Als Folge dieser unzweckmäßigen Maßbestimmung ergibt sich, daß der zeitliche Differentialquotient der Deformation im allgemeinen nicht identisch ist mit der Deformationsgeschwindigkeit und daß große Komplikationen bei der Formulierung der mechanischen Gesetze deformierbarer Körper auftreten, sobald es sich um endliche Deformationen handelt.

Hencky hat nun durch eine streng gruppentheoretische Untersuchung der Bewegungsvorgänge gezeigt, daß man auch für die endlichen Deformationen zu einem additiven Superpositionsgesetz kommen kann, aber nur dann, wenn man erstens nur einfache Deformationen zuläßt, d.h. Deformationsbewegungen, bei welchen die Hauptachsen des Deformationstensors parallel zu sich selbst bleiben, also keine Rotationen auftreten, und zweitens die Maßbestimmung für die Deformation neu festsetzt. Für den einfachen Fall, daß die Deformation nur in einer Richtung erfolgt, wird als Maß der Deformation der Ausdruck

$$S = \log \frac{l_2}{l_1} \tag{1}$$

gesetzt[1]. Im allgemeinen Fall der räumlichen Deformation wird ein Deformationstensor S_{ik} definiert, der auf Hauptachsen transformiert, Komponenten S_{ii} hat, die gleich sind dem log des Abstandsverhältnisses zweier Punkte in der i-Richtung vor und nach der Deformation.

Aus der neuen Maßbestimmung ergibt sich ohne weiteres die Additivität entsprechend der Gleichung

$$\log \frac{l_2}{l_1} + \log \frac{l_3}{l_2} = \log \frac{l_2 \cdot l_3}{l_1 \cdot l_2} = \log \frac{l_3}{l_1}$$

und es ist auch für einfache Deformationsbewegungen der zeitliche Differentialquotient der neudefinierten Deformation identisch mit der Deformationsgeschwindigkeit. Es gilt hier also $\frac{dS}{dt} = \dot{S} = \lim \frac{S_2 - S_1}{t_2 - t_1}$. Für Bewegungen jedoch, welche aus Deformation und Rotation kombiniert sind (wie z. B. für die laminare Strömung), besteht für S weder Additivität noch ist der zeitliche Differentialquotient von S mit der Deformationsgeschwindigkeit identisch. Diese Schwierigkeit läßt sich auch nicht durch eine anders gewählte Definition für das Maß der Deformation beseitigen.

Durch die Henckyschen Überlegungen ist nun die systematische Entwicklung der Mechanik vorgezeichnet, und zwar hat man zuerst die Gesetze für die drei einfachen Beanspruchungen getrennt zu entwickeln. Dabei erhält man die einfache Translations-, Rotations- und Deformationsmechanik. Dann erst kann man dazu übergehen, die kombinierten Beanspruchungsarten zu studieren und ihre Gesetze durch Kombination der für die reinen Gebiete gültigen abzuleiten. Die Maßbestimmung für die Variablen ist dabei für alle Variablen die bisher übliche, nur für die Deformation wird die obengenannte neue einzusetzen sein.

Die einfachen Beanspruchungsarten sind auch für die Bestimmung der mechanischen Eigenschaften einer Substanz besonders geeignet, weil bei kombinierten Beansprchungsarten immer die Gefahr besteht, daß man Abweichungen vom gesetzmäßigen Verhalten dem Material zuschreibt, obwohl sie nur durch die zusammengesetzte Beanspruchungsart bedingt sind[1]. So hat z. B. Hencky darauf hingewiesen, daß aus demselben Grunde bei der lamellaren stationären Strömung im nicht turbulenten Gebiet Abweichungen vom Newtonschen Reibungsansatz zu erwarten sind, wenn dieser für die einfache Deformationsströmung einer Substanz exakt gilt. Diese Bemerkung ist deshalb von besonderer Bedeutung, weil z. B. bei den gebräuchlichsten Methoden der Viskositätsbestimmung (Auspressen von Kapillaren sowie Versuche mit dem Couette-Apparat) stets lamellare Strömungen erzeugt werden, so daß die etwa beobachteten Abweichungen vom Newtonschen Reibungsgesetz nur unter Berücksichtigung des Unterschieds zwischen lamellarer und einfacher Deformationsströmung gedeutet werden dürfen.

Der obengenannte Aufbau der Mechanik hat also den Vorteil, daß man dabei Gebiete gewinnt, in welchen die mechanischen Gesetze jeweils die einfachste Form annehmen und daß dann die gesamte Mechanik aus der Kombination dieser einfachen Gebiete grundsätzlich berechnet werden kann.

Schließlich ist zu bemerken, daß sich die in den mechanischen Variablen formulierten Gesetze auf das Volumelement des Materials beziehen sollen, weil dann, wie eingangs erwähnt, durch sie auch das mechanische Verhalten beliebiger endlicher Volumina vorgeschrieben ist. Aus diesem Grunde ist es zweckmäßig, die Variablen auf das Volumelement zu beziehen und als dynamische Größen an Stelle der Kräfte, Drehmomente und Spannungen, die Kraftdichte, Drehmomentdichte und Spannungsdichte einzuführen. Da aber nachfolgend die dynamischen Variablen stets auf das Volumelement bezogen sind, so kann man ohne Verwechslungen zu befürchten, gleichwohl die gebräuchliche Nomenklatur beibehalten, muß aber stets darauf Rücksicht nehmen, daß immer die Dichten dieser Größen gemeint sind. Nach diesen vorbereitenden Bemerkungen können wir dazu übergehen, die mechanischen Gesetze selbst zunächst für die drei einfachen Gebiete und sodann für deren Kombinationen zu erörtern.

c) Die Grundgesetze der Mechanik.

I. Das Newtonsche Trägheitsgesetz und die Prinzipien von d'Alembert und Hamilton.

Kennt man nun für ein gegebenes homogenes Material die gesetzmäßigen Zusammenhänge zwischen dem Be-

[1] Vgl. hierzu H. Hencky: Z. techn. Physik Bd. 9, S. 215 und 457. 1928; Ann. Physik Bd. 2, S. 617. 1929.

[1] Vgl. hierzu die beobachteten Abweichungen vom Newtonschen Reibungsansatz bei lamellaren Strömungen. Ber. dtsch. chem. Ges. Bd. 64, S. 2522. 1931.

Digitized by Google

wegungs- und dem dynamischen Zustand im Volumelement, so kann man das mechanische Verhalten des Materials bei allen mechanischen Beanspruchungen vorausberechnen. In diesem Sinne ist dann die Gesamtheit dieser gesetzmäßigen Beziehungen als „mechanische Zustandsgleichung" des Körpers anzusehen. Die Konstanten, welche in diesen Gleichungen auftreten, sollen daher als „mechanische Materialkonstanten" bezeichnet werden. Es ist klar, daß die Angabe von solchen Materialkonstanten nur dann einen physikalischen Sinn hat, wenn auch die Gesetze bekannt sind, in welche sie ja zur Berechnung der mechanischen Eigenschaften eingesetzt werden sollen.

Die einfache Translationsmechanik ist durch das Newtonsche Trägheitsgesetz bestimmt. Es enthält eine einzige Materialkonstante, die Massendichte, und diese genügt, um das mechanische Verhalten des Volumelements bei reinen Translations- und Kraftbeanspruchungen erschöpfend zu kennzeichnen.

Für die einfache Rotationsmechanik hat Boltzmann ein Axiom eingeführt, welches besagt, daß die materiellen Körper keine verborgenen Rotationen enthalten, oder genauer gesagt, daß die innere Rotation aller Körper die gleiche ist und den absoluten Wert 0 hat. Daraus ergibt sich, daß man Translations- und Rotationsmechanik zu einem einzigen Gebiet verschmelzen kann, für das ein universelles Gesetz mit nur der einen genannten Materialkonstanten gilt, welches das mechanische Verhalten erschöpfend beschreibt (d'Alembertsches oder Hamiltonsches Prinzip).

Wesentlich komplizierter liegt der Fall bei der einfachen Deformationsmechanik. Hier gilt wohl auch das obengenannte Prinzip von d'Alembert oder Hamilton, jedoch läßt dieses den gesetzmäßigen Zusammenhang zwischen Deformations- und Spannungszustand offen. Es ist auch bisher nicht gelungen, diese Lücke durch ein anderes, für alle Materialien geltendes Gesetz auszufüllen. Lediglich spezielle Gesetze mit beschränktem Geltungsbereich waren formuliert worden und schon aus ihnen ergab sich, daß man hier mit einer größeren Anzahl von Materialkonstanten rechnen muß. Unbekannt jedoch war die Anzahl der voneinander unabhängigen Konstanten und die gesetzmäßige Beziehung zwischen den voneinander abhängigen; schließlich war auch schon in der Begriffsbildung vielfach Unklarheit und Unsicherheit, da ja ein physikalischer Sinn der Materialkonstanten erst durch die Kenntnis des Gesetzes gegeben werden kann, in dem sie vorkommen[1].

Bevor wir diese Theorien explizite entwickeln, möchten wir kurz einige in der Literatur bekannte Ansätze von unserem Standpunkte aus erläutern. Zunächst mußte man hier versuchen, mit den einfachsten Gesetzen auszukommen. So formulierte man lineare, einkonstantige Gesetze und definierte ihnen entsprechende Modellsubstanzen, deren mechanisches Verhalten durch je eine Materialkonstante — dem Proportionalitätsfaktor des linearen Gesetzes — gekennzeichnet werden konnte. Ein Gesetz dieser Art ist das Hookesche bzw. Henckysche Elastizitätsgesetz (Spannung P proportional der Deformation D bzw. S); ihm entspricht ein bestimmter ideal elastischer Modellkörper; der Proportionalitätsfaktor wird Elastizitätskonstante genannt. Ein anderes Gesetz dieser Art ist das Newtonsche Reibungsgesetz (Spannung P proportional der Deformationsgeschwindigkeit $\dot{S}$); ihm entspricht ein ideal plastischer Modellkörper, wobei die Proportionalitätskonstante hier als Reibungs- oder Viskositätskonstante bezeichnet wird. Unter günstigen Umständen gilt mit hinreichender Näherung für die Festkörper (insbesondere für einzelne Kristalle) das Hookesche bzw. Henckysche Elastizitätsgesetz und für niedermolekulare Schmelzen und Lösungen (wie z. B. Wasser, Glyzerin usw.) das Newtonsche Reibungsgesetz, so daß man wenigstens in einem bestimmten Geltungsbereich jedes dieser Materialien durch je eine Konstante kennzeichnen kann.

Die linearen einkonstantigen Gesetze gelten aber zunächst nur für solche Körper, die sich mit hinreichender Näherung entweder nur elastisch oder nur plastisch verhielten. Für den allgemeinen Fall jedoch, in welchem das Material sowohl plastische wie auch elastische Eigenschaften aufweist, mußte man kompliziertere Gesetze formulieren. Da nun je nach dem zeitlichen Verlauf der mechanischen Beanspruchung dasselbe Material mehr plastisch oder mehr elastisch erscheint, so gewinnt man den Eindruck einer Mischung aus einem rein plastischen und einem rein elastischen Körper. Dementsprechend versucht man, diese Materialien durch „plasto-elastische" Modellkörper zu approximieren, welche einem zweikonstantigen Gesetz gehorchen, das aus dem Hookeschen und dem Newtonschen zusammengesetzt ist. Die einfachste Annahme ist hier wieder, daß die Mischung additiv

[1] Im allgemeinen erhält man bei den experimentellen Untersuchungen zunächst nur den gesetzmäßigen Zusammenhang zwischen den am endlich ausgedehnten Körper gemessenen Größen. Die in solchen Gesetzen auftretenden Konstanten dürften korrekterweise überhaupt nicht als Materialkonstanten bezeichnet werden, da sie nicht für das Volumelement des Materials charakteristisch sind, sondern nur für eine bestimmte Kombination des Materials und der Versuchsbedingungen. Es ist daher streng darauf zu achten, daß die empirisch gewonnenen Gesetze erst auf eine Form gebracht werden müssen, in welcher sie, unabhängig von den Versuchsbedingungen, für jedes Volumelement gelten. Nur die in diesen Gesetzen auftretenden Konstanten dürfen überhaupt als Materialkonstanten bezeichnet werden. So werden z. B. Viskositätsbestimmungen oft derart durchgeführt, daß man in einer bestimmten Apparatur den Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit der Strömung und den übrigen Versuchsdaten (Druck, Dimension der Apparatur und des Körpers usw.) empirisch ermittelt und die hier auftretenden Konstanten zur Kennzeichnung des plastischen Verhaltens der Substanz verwendet. Dadurch entstehen leicht Irrtümer und Widersprüche, weil dieses empirische Gesetz nicht unabhängig von den Versuchsbedingungen für das Volumelement gilt und die darin auftretenden Konstanten daher je nach der Untersuchungsmethode verschiedene Werte haben und somit überhaupt ungeeignet sind, das Material allein zu kennzeichnen. — Für ein spezielles Beispiel, das Auspressen von Flüssigkeiten aus kreisrunden Kapillaren, hat der Verfasser die Umrechnung des empirisch ermittelten Gesetzes in ein unabhängig von den Versuchsbedingungen für das Volumelement gültiges explizite angegeben. Vgl. hierzu B. Rabinowitsch: Z. physik. Chem., Abt. A, Bd. 145, 18ff. 1929; R. Eisenschitz, B. Rabinowitsch, K. Weissenberg, Mitt. d. deutschen Materialprüfungsanstalten, Sonderheft IX, S. 91. 1929.

Digitized by Google

erfolgt. Je nachdem man eine Additivität der Spannungen oder der Deformationen verlangt, erhält man zwei verschiedene plasto-elastische Modellkörper I und II. Ihnen entsprechen zwei lineare plasto-elastische Grundgesetze. Das erste von ihnen ist von Maxwell[1] gegeben worden. Er setzt die resultierende Deformation additiv aus einer elastischen (entsprechend dem linearen Elastizitätsgesetz) und einer plastischen (entsprechend dem linearen Reibungsgesetz) zusammen und erhält die Formel für das Gesetz des plasto-elastischen Körpers I:

$$S = \frac{P}{E} + \int \frac{P}{R}\, dt,$$

wobei E und R Konstanten sind. Das zweite Gesetz ist auf Grund einer Anregung von Sir I. Larmor durch H. Jeffreys[2] gegeben worden. Er setzt die resultierende Spannung additiv aus einer elastischen und einer plastischen zusammen und erhält so die Formel für das Gesetz des plasto-elastischen Körpers II:

$$P = ES + R\dot{S}.$$

Die Konstanten E und R in diesen beiden Gesetzen[3] werden gewöhnlich in Anlehnung an die Gesetze von Hooke und Newton als Elastizitäts- bzw. Reibungskonstante bezeichnet. Berücksichtigt man jedoch, daß, wie eingangs erwähnt, die Materialkonstanten nur im Zusammenhang mit den Gesetzen, welche das mechanische Verhalten des Materials kennzeichnen, einen physikalischen Sinn haben, so kann es leicht zu Irrtümern führen, wenn man die Konstanten der beiden verschiedenen zweikonstantigen Gesetze mit denselben Namen belegt. Man hat daher für die in den zweikonstantigen Formeln auftretenden Konstanten sehr verschiedene Namen gewählt und versuchte zwischen „Firmoviskosität" und „Elastikoviskosität"[4] usw. zu unterscheiden. Da aber noch gar nicht feststand, wie viele Arten von elastischen und Viskositätskonstanten im allgemeinen Fall zu berücksichtigen sind, und auch die angenommene Mischungsregel theoretisch nicht begründet war, so blieb eine große Unsicherheit in der Begriffsbestimmung bestehen. Neue Schwierigkeiten ergeben sich, wenn man außer dem elastischen und plastischen Verhalten der Materialien noch die Relaxationserscheinungen, das Nachkriechen, kurz Nachwirkungen aller Art, wie z. B. Verfestigungen, Entfestigungen usw. berücksichtigen will. Vor allem war die Frage zu klären, welche dieser Erscheinungen bereits aus dem plasto-elastischen Verhalten der Substanz vorausberechnet werden konnten und welche durch neue unabhängige Gesetze und Materialkonstanten zu beschreiben sind. Maxwell hat in seiner Relaxationstheorie der inneren Reibung gezeigt, daß der Modellkörper I bei konstant gehaltener Deformation seine Spannung nach einem linearen Relaxationsgesetz[1] einbüßen, unter konstanter Spannung stationär strömen und dabei dem Newtonschen Reibungsansatz folgen muß. Dabei fand er die Beziehung: Viskositätskonstante = Elastizitätskonstante mal Relaxationszeit. In diesem speziell untersuchten Fall konnte also die Relaxation aus dem plasto-elastischen Verhalten vorausberechnet werden und stellte kein unabhängiges Erscheinungsgebiet dar. Das mechanische Verhalten dieses Maxwellschen Modellkörpers wird erschöpfend durch die obige zweikonstantige Gleichung des plasto-elastischen Körpers I gekennzeichnet. Auch hier blieb aber die Frage offen, welche Zusammenhänge für den plasto-elastischen Körper II und für den allgemeinen Fall gelten. Für die Nachwirkung hat Boltzmann ein Gesetz angegeben, welches sich für spezielle Fälle gut bewährt hat. R. Becker hat dann gezeigt, daß man die Boltzmannsche Formel erhält, wenn man eine Reihe von Maxwellschen Modellkörpern derselben Deformationsbeanspruchung unterwirft und die dabei aufgewendete Gesamtspannung berechnet.

Zusammenfassend ergibt sich, daß wohl die Translationsmechanik und Rotationsmechanik, nicht aber die Deformationsmechanik und die mit ihr kombinierten Gebiete durch das d'Alembertsche Prinzip erschöpfend beschrieben werden. In dem offengebliebenen Gebiet sind nur für die einfachsten Fälle gültige Ansätze formuliert worden, während für die komplizierteren allgemeinen Fälle ein für alle Materialien gültiges Gesetz fehlt. Nachfolgend wird nun diese Lücke geschlossen und ein Gesetz formuliert, welches zusammen mit dem d'Alembertschen Prinzip das mechanische Verhalten aller Materialien, soweit sie überhaupt mechanisch bestimmt sind, erschöpfend zu beschreiben gestattet. Dabei ergeben sich alle obenerwähnten Ansätze sowie die Zusammenhänge zwischen ihnen als Spezialfälle.

Bei der Ableitung gehen wir von der allgemeinen physikalischen Kennzeichnung des Materials durch seine thermodynamischen Größen aus und wenden auf sie die beiden Hauptsätze der Thermodynamik an. Da diese universelle Gültigkeit haben, d. h. für alle Materialien in gleicher Weise formuliert werden können, so erhalten wir aus ihnen die Form eines universellen mechanischen Gesetzes, indem wir die in ihnen enthaltenen thermodynamischen Größen als Funktionen der mechanischen Variablen ansetzen. Das so abgeleitete Gesetz wird als mechanische Zustandsgleichung bezeichnet.

II. Die mechanische Zustandsgleichung.

Wir gehen von einem energetisch abgeschlossenen System aus, bezeichnen die Gesamtenergie pro Masseneinheit[2] mit E_m, die freie respektive die gebundene Energie, respektive die Arbeit[3] pro Volumeinheit mit F, respektiv

[1] Phil. Mag. Bd. 35, S. 134. 1868.

[2] Monthly Not. Roy. Astron. Soc. London Bd. 77, S. 449 bis 456. 1917. — H. Jeffreys: The Earth, 2nd ed. Cambridge 1929, S. 263ff.

[3] Zur allgemeinen Theorie dieses Gesetzes vgl. die nachfolgenden Kapitel der Deformationsmechanik der *S*- resp. *P*-Körper.

[4] B. Gutenberg und H. Schlechtweg: Phys. Z. Bd. 31, S. 745ff. 1930.

[1] Das lineare Relaxationsgesetz von Maxwell besagt, daß die Entspannungsgeschwindigkeit (auch Relaxationsgeschwindigkeit genannt) proportional der Spannung ist; integriert man dieses Gesetz über die Zeit, so folgt, daß die Spannung exponentiell mit der Zeit abklingt; deshalb wird dieses Relaxationsgesetz auch als exponentielles bezeichnet.

[2] Die beiden Hauptsätze gelten wegen des Massenerhaltungssatzes hier für das Massenelement.

[3] Die mechanische Arbeit denken wir uns dabei im energetisch abgeschlossenen System in einem „Arbeitsreservoir" etwa als ein gehobenes Gewicht gespeichert.

Digitized by Google

mit G respektiv mit A, die Massendichte mit ϱ und fragen nach allen Gesetzen des isothermen Energieaustausches zwischen mechanischer Arbeit und den übrigen Energien. Bei jedem solchen Energieaustausch treten Energieleistungen auf. Für diese gilt nach dem ersten Hauptsatz (Erhaltungssatz der Energie) $E_m = \text{konst.}$ also:

$$\frac{dE_m}{dt} = \frac{d\frac{A}{\varrho}}{dt} + \frac{d\frac{F}{\varrho}}{dt} + \frac{d\frac{G}{\varrho}}{dt} = 0 \qquad (2)$$

und nach dem zweiten (Entropieprinzip für isotherme Vorgänge):

$$\frac{d\frac{G}{\varrho}}{dt} \geqq 0, \qquad (3)$$

wobei das $=$ für reversible, das $>$ für irreversible Vorgänge gilt.

Die Leistung der äußeren Arbeit $\frac{dA}{dt}$ kann man stets mit Hilfe des d'Alembertschen Prinzips als Funktion der mechanischen Variablen darstellen, sie ist also stets mechanisch bestimmt; für $\frac{dF}{dt}$ und $\frac{dG}{dt}$ trifft dies jedoch nicht notwendig zu. Sind aber in einem energetisch abgeschlossenen System $\frac{dF}{dt}$ und $\frac{dG}{dt}$ mechanisch bestimmt, so soll das System selbst als ein mechanisch bestimmtes bezeichnet werden. In diesem und nur in diesem Falle ist nämlich — wie wir nachfolgend zeigen werden — die Beziehung zwischen kinematischer und dynamischer Beanspruchung des Systems vollständig bestimmt.

Die gesamte Mechanik eines solchen Systems ist dann in geschlossener Form und erschöpfend durch das d'Alembertsche Prinzip und die in den mechanischen Variablen formulierte Gleichung (2) gegeben.

Quantitativ ergibt sich für die einzelnen Energieleistungen[1]:

$$\frac{dA}{dt} = -P \lim_{t_2=t_1} \frac{S_2 - S_1}{t_2 - t_1} + \pi\dot{\sigma} + p\dot{s}. \qquad (4a)$$

Die Leistung $\frac{dF}{dt}$ der freien Energie zerlegt man zweckmäßig in die Leistung der kinetischen Energie und in einen Rest $\frac{dF_i}{dt}$, der als Leistung der „inneren" freien Energie des Systems aufzufassen ist. Es gilt somit:

$$\frac{dF}{dt} = \frac{d\frac{\varrho\dot{s}^2}{2}}{dt} + \dot{F}_i(), \qquad (4b)$$

$$\frac{dG}{dt} = \dot{G}(). \qquad (4c)$$

Dabei bezeichnen P, π und p die Spannungs-, Drehmoment- und Kraftdichte, S, σ und s die Deformation, Rotation und Translation; der über einen Buchstaben gesetzte Punkt bedeutet, wie üblich, den zeitlichen Differentialquotienten, und schließlich weisen die den Funktionszeichen $\dot{F}_i$ und $\dot{G}$ beigefügten leeren Klammern darauf hin, daß $\dot{F}_i$ und $\dot{G}$ als Funktionen aller mechanischen Variablen aufzufassen sind.

[1] Die Arbeitsleistung setzt sich additiv aus der bei Translation, Rotation und Deformation geleisteten Arbeit zusammen; da es sich also hierbei i. a. nicht um reine Deformationsbewegungen handelt, kann i. a. der $\lim_{t_2=t_1} \frac{S_2 - S_1}{t_2 - t_1}$ nicht als $\dot{S}$ geschrieben werden.

Berücksichtigt man, daß nach dem zweiten Hauptsatz für $\frac{d\frac{G}{\varrho}}{dt} = 0$ alle Vorgänge vollständig reversibel sein müssen, so folgt, daß F_i die Bedeutung eines verallgemeinerten inneren elastischen Potentials Φ hat und daher nicht nur die Leistung $\dot{F}_i$, sondern die Energie F_i selbst zeitunabhängig als Funktion der mechanischen Variablen darstellbar sein muß. In dieser Auffassung schreiben wir:

$$\dot{F}_i() = \frac{d\Phi()}{dt}, \qquad (5)$$

wobei nach Voigt[1] nur solche Funktionen vorkommen können, die der Variationsgleichung

$$\delta\Phi = P\delta S + \pi\delta\sigma + p\delta s \qquad (6)$$

genügen. Anderseits kann nur die Leistung der gebundenen Energie $\frac{dG}{dt}$, nicht aber die gebundene Energie G selbst als Funktion der mechanischen Variablen oder überhaupt irgendwelcher Zustandsgrößen zeitunabhängig dargestellt werden. In dieser Auffassung schreiben wir die Leistung der gebundenen Energie mit einem Funktionszeichen $\dot{G}$. Ferner ist zu beachten, daß für $\dot{G}$ nur solche Funktionen zugelassen werden können, welche für alle Werte der Variablen positiv oder gleich 0 sind. Somit ergibt sich aus (2) nach Mult. mit ϱ wegen (4a) (4b) (4c) und (5)

$$\left.\begin{aligned}\left(-P \lim_{t_2=t_1} \frac{S_2-S_1}{t_2-t_1} + \pi\dot{\sigma} + p\dot{s}\right) + \varrho\dot{s}\ddot{s} + \frac{d\Phi()}{dt} \\ + \dot{G}() - \frac{d\varrho}{dt} E_m = 0,\end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

wobei

$$E_m = \frac{1}{\varrho}(A + F + G) = \text{konst.}$$

$$\delta\Phi() = P\delta S + \pi\delta\sigma + p\delta s \qquad (7a)$$

und

$$\dot{G}() \geqq 0 \qquad (7b)$$

für alle Werte der mechanischen Variablen ist. Hinzu kommt, daß nach dem d'Alembertschen Prinzip für jedes Volumelement die Gleichung gelten muß:

$$\varrho\ddot{s} = p = f + \operatorname{div} P, \qquad (8)$$

wobei f die Kraftdichte der äußeren Feldkräfte bezeichnet.

Die einfache Translations- und einfache Rotationsmechanik ist durch die Gleichung (8) allein bestimmt, weil hier die Gleichung (7) stets identisch erfüllt ist. Wir können auf die Diskussion dieser Gebiete hier verzichten, da hier nichts Neues über sie gesagt werden kann.

Für die einfache Deformationsmechanik jedoch ist wegen des Fehlens von Translationen und Kräften die Gleichung (8) identisch erfüllt und für die Gleichung (7) muß man berücksichtigen, daß nur die Deformationen S und die Spannungen P sowie ihre zeitlichen Differentialquotienten $\overset{\nu}{S}$ und $\overset{\mu}{P}$ als Variable vorkommen können, während die räumlichen Differentialquotienten dieser Größen 0 sein müssen (die räumlichen Differentialquotienten der Spannung bzw. der Deformation bedingen das Auftreten von Kräften und Drehmomenten bzw. von Translationen und Rotationen, welche hier ja definitionsgemäß ausgeschlossen sind). Die einfache Deformationsmechanik beschäftigt sich also nur mit dem Zusammenhang zwischen einem räumlich homogenen

[1] W. Voigt: Kompendium der theoret. Physik Bd. 1. Leipzig 1895—1896.

Digitized by Google

Deformations- und einem räumlich homogenen Spannungszustand. Die Gleichung (7) vereinfacht sich hier zu der folgenden Formel:

$$-P\dot{S}+\frac{d\Phi\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)}{dt}+\dot{G}\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)-\frac{d\varrho}{dt}E_m=0. \qquad (9)$$

Zur expliziten Berechnung der in der Mechanik auftretenden Aufgaben mußten wir noch die oben für das Massenelement formulierte Zustandsgleichung durch Berücksichtigung der bei der mechanischen Beanspruchung auftretenden Volumänderung auf eine für das Volumelement gültige umformen; für die reine Deformationsmechanik entfällt diese Umrechnung; wegen der Volumkonstanz ist hier die Massendichte ϱ eine Konstante, mithin $\frac{d\varrho}{dt}=0$ und es verschwindet der vierte Summand von (9) identisch.

Für die allgemeine Mechanik, d. h. für die Kombination der einfachen Gebiete, muß man auf die beiden obenerwähnten Formeln (7) und (8) zurückgreifen, also so wohl die Trägheitskräfte wie auch die räumlichen Differentialquotienten der Variablen berücksichtigen[1]. Diese beiden Gleichungen zusammen kennzeichnen den Zusammenhang zwischen der dynamischen und kinematischen Beanspruchung eines mechanisch bestimmten Systems vollständig, wobei die Funktionen Φ und $\dot{G}$ von Material zu Material verschieden sein können. Dieses Gleichungspaar sollte daher als die „mechanische Zustandsgleichung" des Materials bezeichnet werden. Da aber die Gleichung (8) nur das für den Zustand des Materials unwesentliche Verhalten bei starren Bewegungen (Translationen und Rotationen) beschreibt, so wird die Gleichung (7) allein als mechanische Zustandsgleichung und (8) als Bewegungsgleichung bezeichnet. Alle Aussagen der Kontinuumsmechanik sind Spezialfälle dieser Gleichungen, so daß wir in der Folge nichts anderes zu tun haben, als diese Gleichungen explizite für die einzelnen hier interessierenden Fälle zu diskutieren.

In dieser Arbeit soll lediglich die reine Deformationsmechanik für die mechanisch bestimmten Systeme dargelegt werden. Sie ergibt sich in geschlossener Form aus der Gleichung (9) allein, da die Bewegungsgleichung identisch erfüllt ist und (7) sich auf die Formel (9) vereinfacht. In diesem Sinne wird (9) als „deformationsmechanische Zustandsgleichung" nachfolgend kurz als Zustandsgleichung schlechthin bezeichnet. Dabei wollen wir der Kürze halber ein solches mechanisch bestimmtes Material als *PS*-Körper bezeichnen.

B. Die reine Deformationsmechanik der *PS*-Körper.

Allgemeiner Überblick.

Für ein mechanisch bestimmtes System haben wir also die Gleichung:

$$-P\dot{S}+\frac{d\Phi\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)}{dt}+\dot{G}\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)=0 \qquad (10)$$

gewonnen, wobei für Φ als Potentialfunktion die Variationsgleichung:

$$\delta\Phi\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)=P\delta S \qquad (10a)$$

gilt und für $\dot{G}$ entsprechend dem zweiten Hauptsatz die Ungleichung:

$$\dot{G}\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)\geqq 0 \qquad (10b)$$

für alle Werte der $\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}$ erfüllt sein muß.

Der Einfachheit halber setzen wir ein für allemal fest, daß mit den Buchstaben Φ und $\dot{G}$ nur solche Funktionen der $\overset{\nu}{S}$, $\overset{\mu}{P}$ bezeichnet werden, die der Gleichung (10a) resp. der Ungleichung (10b) genügen; dann können nachfolgend (10a) und (10b) weggelassen werden, und die Gleichung (10) enthält bereits implizite auch (10a) und (10b).

Wir nennen einen Körper, der bei allen mechanischen Beanspruchungen der Gleichung (10) genügt, einen mechanisch bestimmten, kurz einen *PS*-Körper. Die Gleichung (10) wird als seine Zustandsgleichung und die darin auftretenden Konstanten als seine mechanischen Materialkonstanten bezeichnet.

Alles, was man über das Verhalten der (*PS*)-Körper bei mechanischen Beanspruchungen aussagen kann, ist implizite in dieser Gleichung (10) enthalten, und wir müssen nun versuchen, ihren physikalischen Inhalt und damit die Mechanik der (*PS*)-Körper explizite darzulegen.

Als mechanische Beanspruchung bezeichnen wir dabei den am (*PS*)-Körper gemessenen zeitlichen Verlauf seines Spannungs- und Deformationszustandes, d. h. die Angabe der Spannung P und der Deformation S als Funktionen der Zeit t. Ohne die Allgemeinheit unserer Betrachtungen einzuschränken, können wir annehmen, daß diese Funktionen zu jedem Zeitpunkt $t=T$ in eine Potenzreihe nach $(t-T)$ entwickelt werden können, welche in der Umgebung von $t=T$ konvergiert. Man erhält so:

$$S=S(T)+\frac{(t-T)}{1!}\dot{S}(T)+\cdots\frac{(t-T)^\nu}{\nu!}\overset{\nu}{S}(T)+\cdots$$

und

$$P=P(T)+\frac{(t-T)}{1!}\dot{P}(T)+\cdots\frac{(t-T)^\mu}{\mu!}\overset{\mu}{P}(T)+\cdots$$

An Stelle der Funktionen S und P kann man also ebensogut die Koeffizienten der Reihenentwicklung, d. h. die „Deformationsvariablen" $\left(S\ldots\overset{\nu}{S}\right)$ und die „dynamischen Variablen" $\left(P\ldots\overset{\mu}{P}\right)$ zur Kennzeichnung der mechanischen Beanspruchung verwenden; die Deformationsvariabeln $\left(\overset{\nu}{S}\right)$ kennzeichnen also speziell die deformatorische, die dynamischen Variabeln $\left(\overset{\mu}{P}\right)$ die dynamische Beanspruchung. Nachfolgend wird stets diese Darstellungsform gewählt.

Die $\left(\overset{\nu}{S}\right)$ und $\left(\overset{\mu}{P}\right)$ sind hier Tensoren zweiter Stufe mit parallelen Hauptachsenrichtungen; die gesamte mechanische Beanspruchung wird daher am einfachsten von einem raumfesten rechtwinkligen Koordinatensystem aus beschrieben, dessen drei Achsen parallel zu den gemeinsamen drei Hauptachsenrichtungen gewählt werden; die Tensoren selbst sind dann durch ihre Hauptachsenkomponenten $\left(\overset{\nu}{S}_{ii}\right)$ und $\left(\overset{\mu}{P}_{ii}\right)$ bestimmt, alle anderen Komponenten sind identisch gleich Null.

[1] Vgl. hierzu die nachfolgende Arbeit von R. Eisenschitz.

Digitized by Google

Die mechanische Zustandsgleichung gibt uns nun zunächst in der Form einer Differentialgleichung einen Zusammenhang zwischen den Deformationsvariablen $\left(\overset{\nu}{S}\right)$ und den dynamischen Variablen $\left(\overset{\mu}{P}\right)$; sie besagt dann, daß die durch $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$ gegebene deformatorische Beanspruchung und die durch $\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$ gegebene dynamische voneinander abhängig sind, also nicht unabhängig voneinander willkürlich vorgegeben werden können.

Wir erläutern nunmehr die physikalische Bedeutung der mechanischen Zustandsgleichungen (10) nach zwei Richtungen und geben zunächst den Gedankengang.

Bei der ersten betrachten wir (10) als die Grundlage für eine allgemeine Lehre der „mechanischen Verwandtschaft" deformierbarer Körper, wobei wir versuchen, Körper mit verwandten mechanischen Eigenschaften in je einer Klasse zusammenzufassen.

Bei der zweiten wird (10) als Rahmengesetz für alle deformationsmechanischen Theorien angesehen.

Dabei ergeben sich folgende 2 Gruppen von Aufgaben:

Bei der ersten Gruppe nimmt man die „Deformationsbeanspruchung", d. h. die Deformationsvariablen $S \ldots \overset{\nu}{S}$ als unabhängig veränderlich an und versucht mit Hilfe von (10), die Spannungsbeanspruchung, d. h. das zugehörige Wertsystem der $P \ldots \overset{\mu}{P}$ zu berechnen.

Bei der zweiten Gruppe nimmt man umgekehrt die Spannungsbeanspruchung als unabhängig veränderlich an und versucht, die Deformationsbeanspruchung zu berechnen[1].

Betrachtet man nun entsprechend der ersten Aufgabengruppe die Deformationsvariablen als die unabhängig Veränderlichen, so muß man zur Lösung der Aufgabe zunächst die Zustandsgleichung nach P auflösen und hieraus das ganze gesuchte Wertsystem der $\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$ durch Differentiation nach der Zeit ermitteln. Grundsätzlich muß man zur Berechnung von P so viele Integrationen über die Zeit ausführen, wie die Ordnung m des höchsten Differentialquotienten P in (10) angibt. Man erhält dadurch in der Funktion $P\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$ ebenso viele zunächst noch unbestimmte Integrationskonstanten. Das Analoge ergibt sich für die zweite Aufgabengruppe, bei der man umgekehrt versucht, S als Funktion von P darzustellen. Physikalisch anschaulich kann man diese in den Integrationskonstanten ausgedrückte Unbestimmtheit in dem Zusammenhang zwischen den beiden Variablenreihen als „Nachwirkung" allgemeinster Art beschreiben und damit zum Ausdruck bringen, daß der Zusammenhang zwischen Deformation und Spannung im allgemeinen von der Vorgeschichte abhängt und daher nur dann bestimmt ist, wenn man über die vergangene Zeit in bestimmter Weise integriert hat. Bezeichnet m resp. n den höchsten Differentialquotienten von P resp. S, der in (10) vorkommt, so braucht man zur vollständigen Berechnung der $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$ resp. der $\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$ m resp. n Integrationskonstanten.

Im Sinne dieser Überlegungen kann man die gesamte Deformationsmechanik der PS-Körper als zeitliche Integration der Differentialgleichung (10) darstellen und entsprechend als Nachwirkungstheorie bezeichnen. Die integrierte Form von (10) bezeichnet man dann, je nachdem die P- oder S-Variablen als abhängig angesehen werden, als P- resp. S-Nachwirkungsgesetz.

Wir nehmen die Nachwirkungstheorie als den Ausgangspunkt eines in sich geschlossenen Zyklus von mechanischen Theorien, der sich im Rahmen der Zustandsgleichung zwangsläufig aus ihrem Aufbau ergibt.

Entsprechend den drei Summanden der Zustandsgleichungen gibt es drei und nur drei Grundtypen mechanischer Vorgänge. Sie ergeben sich daraus, daß bei ihnen von den drei in der Zustandsgleichung auftretenden Energiearten (äußere Arbeit, inneres Potential und gebundene Energie) jeweils nur zwei in Energieaustausch treten, während die Leistung der dritten Energieart im Verhältnis zu den übrigen verschwindet. Die Mechanik der (PS)-Körper gliedert sich dementsprechend in drei Spezialgebiete, die wir als Potential- oder Elastizitäts- resp. als Reibungs- resp. als Relaxationstheorie unterscheiden, je nachdem der dritte, zweite resp. erste Summand in der Zustandsgleichung verschwindet oder, genauer gesagt, je nachdem

$$-P\dot{S} : \frac{d\Phi}{dt} : \dot{G} = 1 : -1 : 0 \text{ resp. } 1 : 0 : -1 \text{ resp. } 0 : 1 : -1$$

ist. Die Zustandsgleichung geht dabei in das Elastizitäts- bzw. Reibungs- bzw. Relaxationsgesetz über. Da nun für ein und denselben PS-Körper die Gesetze aller drei Spezialgebiete aus derselben Zustandsgleichung (10) abgeleitet werden, in welcher nur zwei voneinander unabhängige Funktionen Φ und $\dot{G}$ vorkommen, so sind auch nur zwei und nicht alle drei aus (10) abgeleiteten Gesetze voneinander unabhängig. Wir können daher einen rechnerischen Zusammenhang zwischen den drei Gebieten herstellen und ihn — einem Gedankengang Maxwells folgend — als Relaxationstheorie der inneren Reibung deuten.

Der Zerlegung der Zustandsgleichung in die drei speziellen Gesetze entspricht eine Zerlegung des allgemeinen deformierbaren Körpers in drei spezielle Idealkörper, einen ideal relaxierenden, einen ideal elastischen und einen ideal plastischen, wobei aber wieder nur zwei dieser drei Körper voneinander unabhängig definiert sind. Der Übergang von der Nachwirkungstheorie zu den drei speziellen Theorien und ihrem inneren Zusammenhang entspricht also einer Analyse des allgemeinen deformierbaren Körpers.

Der Zyklus der mechanischen Theorien wird dann durch eine Synthese — Superpositionstheorie genannt — geschlossen, welche die Mischungsregel (das Superpositionsgesetz) für Körper verschiedener mechanischer Eigenschaften ableitet und so insbesondere gestattet, die drei resp. die zwei voneinander unabhängig definierten (ideal elastischen und ideal plastischen) Körper zum allgemeinen deformierbaren Körper zusammenzusetzen.

[1] Der Unterschied zwischen deformatorischer und dynamischer Beanspruchung wurde in der bisherigen Literatur kaum berücksichtigt; für die hier gegebene Darstellung ist er grundlegend. Je nachdem man die eine oder andere Beanspruchungsart wählt, erscheint die Reaktion des Körpers verschieden. An den speziellen Beispielen der P- und S-Körper wird dies später explizite gezeigt.

Digitized by Google

Dabei werden die Gesetze der drei resp. der zwei voneinander unabhängigen Spezialgebiete zur ursprünglichen Zustandsgleichung und somit auch zu der eingangs betrachteten Nachwirkungstheorie superponiert.

Wie bereits oben erwähnt, haben wir die Deformationsmechanik aus der Volum-Dilatations- und aus der reinen Deformationsmechanik zusammenzusetzen. Wir müssen also die Zustandsgleichung für diese beiden Gebiete zunächst getrennt aufstellen und diskutieren und können dann erst die allgemeinen Deformationsbeanspruchungen behandeln. In dieser Arbeit beschränken wir uns darauf, die reine Deformationsmechanik abzuleiten. Die Volum-Dilatationsmechanik und ihre Zusammensetzung mit der reinen Deformationsmechanik bietet dann keine Schwierigkeiten mehr und soll in einer späteren Arbeit nachgetragen werden.

Wir haben hier zunächst in Umrissen gezeigt, wie die ganze Deformationsmechanik einheitlich aus der Zustandsgleichung abgeleitet werden kann. In den nachfolgenden Kapiteln führen wir den oben angedeuteten Gedankengang näher aus und geben unter a) die Verwandtschaftslehre, unter b) die reine Deformationsmechanik in der Form des genannten Theorienzyklus wieder.

a) Die Lehre von der mechanischen Verwandtschaft deformierbarer Körper.

Systematik der *PS*-Körper.

Da das gesamte mechanische Verhalten eines *PS*-Körpers sowohl bei deformatorischen als auch bei dynamischen Beanspruchungen durch (10) erschöpfend dargestellt wird, so können sich die verschiedenen *PS*-Körper nur durch die verschiedenen Konstanten in (10) unterscheiden, d. h. durch die Ordnung, den Grad und die Koeffizienten dieser Gleichung. Man erhält dabei eine erschöpfende Systematik der *PS*-Körper bezüglich ihres mechanischen Verhaltens in strenger Form durch eine Invariantentheorie dieser Differentialgleichung (10). Dabei ergibt sich willkürfrei die Zusammenfassung der *PS*-Körper zu Körperklassen derart, daß die in je einer Klasse vereinigten *PS*-Körper im mathematischen Sinn eine Gruppe bilden und verwandte mechanische Eigenschaften haben.

Wir geben hier an Stelle dieses strengen, aber komplizierten Verfahrens ein anschaulicheres und verweisen nur an einzelnen markanten Punkten auf den gruppentheoretischen Charakter der hier gegebenen Systematik. In wachsender Verfeinerung der Systematik unterscheiden wir zunächst drei Schritte. Im ersten faßt man alle *PS*-Körper, welche Differentialgleichungen derselben Ordnung in P und S genügen, zu je einer Körperklasse zusammen. Bezeichnet m resp. n die Ordnung von (10) in P resp. S und $m_1 \cdot m_2$ resp. $n_1 \cdot n_2$ die Ordnungen der Funktionen Φ und $\dot{G}$ in P resp. S, so kann man die verschiedenen *PS*-Körper als P_{m,m_1,m_2}-, S_{n,n_1,n_2}-Körper oder kurz als P_mS_n-Körper unterschieden.

Diese P_mS_n-Körper bilden im Rahmen der oben angeführten Einschränkung die erschöpfende Systematik der Modellsubstanzen deformierbarer Körper, so daß alle in der Literatur hier bekannten Modellkörper Spezialfälle von dieser sind.

Es liegt im Wesen dieser Systematik, daß die einzelnen Klassen von P_mS_n-Körpern einander nicht gleichgeordnet sind, sondern daß der Körper mit niederen Indizes ein Spezialfall des Körpers mit höheren Indizes ist.

Die physikalische Bedeutung dieser Unterscheidung liegt zunächst darin, daß Körper verschiedener Klassen für den Zusammenhang zwischen Spannung und Deformation einen verschieden hohen Grad der Unbestimmtheit haben, welcher in der Anzahl der Integrationskonstanten zum Ausdruck kommt; die Unterscheidung von $m_1 m_2$ resp. $n_1 n_2$ weist auf verschiedene Arten der Nachwirkung hin. Entsprechend m_1 und n_1 haben wir eine Nachwirkung im elastischen Verhalten, entsprechend m_2 und n_2 im plastischen Verhalten zu erwarten[1].

Der zweite Schritt gibt eine Verfeinerung der Systematik, indem die (*PS*)-Körper gleicher Ordnung noch nach dem Grad der Gleichung resp. dem Grad der Funktionen Φ und $\dot{G}$ geordnet werden. Die Bedeutung dieses Schrittes veranschaulichten wir an den (*PS*)-Körpern niederster Ordnung. Hier z. B. kann, wie wir später zeigen werden, bei niedrigstem Grad das Elastizitätsgesetz, das Reibungsgesetz und das Relaxationsgesetz linear sein; bei höherem Grad kommen in diesen Gesetzen entsprechend höhere Potenzen von P und S vor.

Der dritte und letzte Schritt unterscheidet (*PS*)-Körper gleicher Ordnung und gleichen Grades nach den Koeffizienten der Variablen, welche in (10) auftreten. Während aber Ordnung und Grad der Differentialgleichung reine (dimensionlose) Zahlen sind und somit den (*PS*)-Körper unabhängig von den stets willkürlich gewählten Einheiten des Maß-Systems (z. B. cm, g, sek) kennzeichnen, ist dies bei den Koeffizienten der Gleichung (10) im allgemeinen nicht der Fall; sie sind im allgemeinen mit einer Dimension behaftet, welche angibt, wie sie sich mit der Wahl der Grundeinheiten ändern. Man sammelt nun alle diejenigen (*PS*)-Körper einer Gruppe, deren Zustandsgleichungen auch in sämtlichen Konstanten durch eine passende Wahl der drei Grundeinheiten (Länge, Masse, Zeit) identisch gleich gemacht werden können. Die Körper je einer solchen Gruppe sind „deformations-mechanisch ähnlich“[2] und die Transformation, durch welche die Maßeinheiten des einen Systems in die der anderen übergeführt werden, heißt Ähnlichkeitstransformation.

Man erkennt sofort, daß durch eine Änderung der Maßeinheiten weder der Grad noch die Ordnung der Differentialgleichung geändert werden können, da diese als reine Zahlen gegenüber solchen Transformationen invariant sind.

(*PS*)-Körper verschieden hoher Ordnung oder verschiedenen Grades sind daher stets unähnlich, und die

---

[1] Für den praktischen Gebrauch dieser Systematik ist es wichtig, daß im allgemeinen m und n kleine ganze Zahlen sind, d. h., daß die Mechanik der deformierbaren Körper in der Realität mit *PS*-Körpern niederer Indizierung, also mit Differentialgleichungen niederer Ordnung beschrieben werden kann, so daß man mit einer endlichen Anzahl von verhältnismäßig einfach zu berechnenden Modellkörpern auskommt.

[2] Zur allgemeinen mechanischen Ähnlichkeit ist außer der obigen deformationsmechanischen Ähnlichkeit noch die Ähnlichkeit bezüglich Translations- und Rotationsmechanik erforderlich; vgl. hierzu die nachfolgende Arbeit von R. Eisenschitz.

Digitized by Google

Zusammenfassung der untereinander ähnlichen Substanzen kann daher nur als letzter Schritt der Systematik durchgeführt werden, also innerhalb von (*PS*)-Körpern gleicher Ordnung und gleichen Grades.

Dieser letzte Schritt zeigt am deutlichsten, daß die ganze Systematik der (*PS*)-Körper als eine allgemeine Lehre der mechanischen Verwandtschaft aufzufassen ist, deren einfachster Fall die mechanische Ähnlichkeit ist. Hier tritt auch die eingangs erwähnte Invarianzeigenschaft der mechanischen Zustandsgleichung gegenüber Gruppen von Transformationen klar zutage, und man erkennt die gruppentheoretisch strenge Umgrenzung der einzelnen hier unterschiedenen Körperklassen. Die praktische Bedeutung der hier gegebenen Systematik wird in nachfolgenden Arbeiten an konkreten Anwendungen aufgezeigt[1].

Wir schließen hiermit den Überblick über die mechanische Verwandtschaftslehre ab und wenden uns der reinen Deformationsmechanik der (*PS*)-Körper zu.

b) Reine Deformationsmechanik der ($P_m S_n$)-Körper.

Wir haben hier zu versuchen, die in der Zustandsgleichung implizite enthaltenen Gesetze explizite zu entwickeln. Wie oben bemerkt, gilt dabei die Voraussetzung:

I. Alle mechanischen Beanspruchungen erfolgen bei konstantem Volumen und bei konstantem irotropen Druck; es ist also die Spur der Deformation $= \sum_i S_{ii} = 0$, daher $\sum_i \overset{\nu}{S}_{ii} = 0$ desgleichen ist die Spur der Spannung $\sum_i P_{ii} =$ konst., daher $\sum_i \overset{1+\mu}{P}_{ii} = 0$.

Um die Berechnung nicht zu kompliziert zu gestalten, setzen wir noch folgendes fest:

II. Die Funktionen Φ und $\dot{G}$ sollen je in eine Potenzreihe entwickelbar sein, die mindestens in der Umgebung des unbeanspruchten Zustands $\overset{\nu}{S} = 0$, $\overset{\mu}{P} = 0$ konvergieren; kurz gesagt, der (*PS*)-Körper soll sich dort regulär verhalten.

III. Die (*PS*)-Körper sollen isotrop sein, d. h. alle in der mechanischen Zustandsgleichung auftretenden Konstanten sollen Skalare sein.

IV. Die drei Hauptachsenrichtungen sind energetisch voneinander unabhängig, so daß die Energiebilanz und damit die Zustandsgleichung für jede einzelne Hauptachsenrichtung erfüllt sein muß. Es gilt also

$$P_{ii}\dot{S}_{ii} + \frac{d\Phi\left(\overset{\nu}{S}_{ii}\overset{\mu}{P}_{ii}\right)}{dt} + \dot{G}\left(\overset{\nu}{S}_{ii}\overset{\mu}{P}_{ii}\right) = 0, \text{ für } i = 1, 2, 3.$$

Der Einfachheit halber sind nachfolgend die Indizes weggelassen, so daß jede Gleichung als Repräsentant des in den drei Hauptachsen geschriebenen Gleichungstripels anzusehen ist.

Wenn man die Mechanik zunächst unter diesen einschränkenden Voraussetzungen entwickelt, so kann man, wie nachfolgend gezeigt wird, $\frac{d\Phi}{dt}$ und $\dot{G}$ für die wichtigsten Körperklassen soweit explizite darstellen, daß man die allgemeinen mechanischen Eigenschaften dieser (*PS*)-Körperklassen aus der zugehörigen Zustandsgleichung ablesen kann. Hat man erst diese Resultate gewonnen, so kann man nachträglich die Voraussetzungen fallen lassen und die Theorie entsprechend verallgemeinern.

Entwickeln wir nun nach I $\Phi\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)$ und $\dot{G}\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)$ in der Umgebung des unbeanspruchten Zustands in konvergente Potenzreihen und berücksichtigen, daß Φ und $\dot{G}$ sowie nach II auch alle Koeffizienten der Potenzreihen Skalare sind, $\overset{\nu}{S}$ und $\overset{\mu}{P}$ jedoch Tensoren zweiter Stufe, deren Spur nach III verschwinden muß, so folgt[1] für $\frac{d\Phi}{dt}$ und $\dot{G}$ die folgende Darstellung:

$$\frac{d\Phi\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)}{dt} = \sum_0^\infty{}_n \frac{d\Phi_{2n}\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)}{dt}$$

und

$$\dot{G}\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right) = \sum_0^\infty{}_m \dot{G}_{2m}\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right),$$

wobei Φ_{2n} resp. $\dot{G}_{2m}$ Linearformen $2n$ten resp. $2m$ten Grades bezeichnen; ungerade Potenzen können in dieser Reihenentwicklung also nicht vorkommen.

Nach diesen Voraussetzungen läßt sich ein Überblick über den genannten Theorienzyklus des (*PS*)-Körper gewinnen; dabei sollen die einzelnen Theorien, sowie ihre inneren Zusammenhänge nur so weit angedeutet werden, daß wir ein klares Schema erhalten, nach welchem dann unter C und D die Mechanik der speziell untersuchten Modellkörper gerechnet wird.

I. Die allgemeine Nachwirkungstheorie der (*PS*)-Körper.

Gegeben ist hier die Zustandsgleichung (10) in der Form:

$$-P\dot{S} + \frac{d\Phi\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)}{dt} + \dot{G}\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right) = 0. \tag{10}$$

Gesucht wird nun:

a) bei gegebener Deformationsbeanspruchung $\left(\overset{\nu}{S}\right)$ die dynamische Beanspruchung, d. h. das Wertsystem der $\left(\overset{\mu}{P}\right)$. Die Lösung der Aufgabe ergibt sich durch Integration von (10) und Auflösung nach P. Dabei ergibt sich formal:

$$\left.\begin{aligned} P &= P\left(\overset{\nu}{S}, t\right) \\ \text{und hieraus:} \qquad \overset{\mu}{P} &= \overset{\mu}{P}\left(\overset{\nu}{S}, t\right). \end{aligned}\right\} \tag{10c}$$

[1] R. Eisenschitz und B. Rabinowitsch, Ber. d. dtsch. chem. Ges. Bd. 64, S. 2522. 1931.

[1] Beweis: Alle Leistungen Ω, welche sich als Funktion der $\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}$ darstellen lassen, können an allen regulären Stellen in konvergente Potenzreihen von der Form:

$$\Omega\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right) = \Omega_0\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right) + \Omega_2\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right) + \cdots + \Omega_{2n}\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right) + \cdots = \sum_0^\infty{}_n \Omega_{2n}\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)$$

entwickelt werden, wobei $\Omega_0\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)$ eine Konstante, $\Omega_2\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)$ eine Bilinearform und allgemein $\Omega_{2n}\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)$ eine Linearform $2n$ten Grades der $\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}$ bezeichnet, denn jede Linearform ungeraden Grades müßte, um einen Skalar darzustellen, als koeffizienten Tensoren haben und dies widerspricht der Annahme II.

Digitized by Google

b) bei gegebener dynamischer Beanspruchung $\left(\overset{\mu}{P}\right)$ die deformierende Beanspruchung, d. h. das Wertsystem der $\left(\overset{\nu}{S}\right)$. Hier ergibt sich analog:

$$\left.\begin{aligned} S &= S\left(\overset{\mu}{P}, t\right) \\ \overset{\nu}{S} &= \overset{\nu}{S}\left(\overset{\mu}{P}, t\right). \end{aligned}\right\} \quad \text{und hieraus:} \qquad (10\text{d})$$

Die Formeln (10c) und (10d) umgrenzen die hier darzustellende Nachwirkungstheorie.

II. Die drei Spezialgebiete der reinen Deformationsmechanik.

Die drei Spezialgebiete der Deformationsmechanik ergeben sich aus der allgemeinen Zustandsgleichung (10) dadurch, daß man jeweils einen der drei Summanden gleich Null setzt oder, genauer ausgedrückt, daß man (10) mit der für jedes Spezialgebiet charakteristischen Doppelproportion $-P\dot{S} : \frac{d\Phi\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)}{dt} : \dot{G}\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right) = 1 : -1 : 0$ resp. $1:0:-1$ resp. $0:1:-1$ kombiniert.

Für jede mechanische Beanspruchung $\left(\overset{\mu}{P}\right)$ oder $\left(\overset{\nu}{S}\right)$ kann in jedem Zeitmoment das Verhältnis

$$-P\dot{S} : \frac{d\Phi\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)}{dt} : \dot{G}\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)$$

berechnet werden; man bezeichnet die Beanspruchung in diesem Moment als elastisch-reversibel resp. plastisch irreversibel resp. relaxierend irreversibel je nachdem die dritte resp. zweite resp. erste Zahl dieses Verhältnisses 0 ist. Für diese drei idealen Beanspruchungsarten geht die allgemeine Zustandsgleichung der (PS)-Körper in eine einfachere Form über, die man als Elastizitäts- resp. Reibungs- resp. Relaxationsgesetz bezeichnet.

Um die Gesetze, welche nur für eines der Spezialgebiete gültig sind, von den allgemein gültigen zu unterscheiden, werden die Variablen in jedem Spezialgebiet mit einem Index ε, π resp. σ versehen. Dabei ergeben sich für die 3 Spezialgebiete die folgenden Theorien:

1. Relaxationstheorie.

Aus der Zustandsgleichung (10)

$$-P\dot{S} + \frac{d\Phi\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)}{dt} + \dot{G}\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right) = 0$$

und der für das Verschwinden der äußeren Arbeitsleistung charakteristischen Doppelproportion:

$$-P_\sigma\dot{S}_\sigma : \frac{d\Phi\left(\overset{\nu}{S}_\sigma\overset{\mu}{P}_\sigma\right)}{dt} : \dot{G}\left(\overset{\nu}{S}_\sigma\overset{\mu}{P}_\sigma\right) = 0 : 1 : -1 \qquad (11)$$

folgt hier das Gleichungspaar:

$$\frac{d\Phi\left(\overset{\nu}{S}_\sigma\overset{\mu}{P}_\sigma\right)}{dt} + \dot{G}\left(\overset{\nu}{S}_\sigma\overset{\mu}{P}_\sigma\right) = 0 \qquad (11\text{a})$$

und

$$P_\sigma\dot{S}_\sigma = 0. \qquad (11\text{b})$$

Die Gleichung (11a) stellt den hier auftretenden Energieaustausch zwischen dem inneren Potential und der gebundenen Energie bei entsprechend (11b) verschwindender Arbeitsleistung dar. Dem zweiten Hauptsatz (10b) entsprechend ist dieser Vorgang vollständig irreversibel und kann wegen $\dot{G} > 0$ nur in der Richtung verlaufen, daß in (11a) der Wert des inneren Potentials Φ abnimmt, während gleichzeitig eine irreversible Wärmetönung (Relaxationswärme) auftritt; dieser Vorgang wird als Relaxation des inneren Potentials bezeichnet.

Da $P_\sigma\dot{S}_\sigma$ nur dann $= 0$ ist, wenn entweder $P_\sigma = 0$ oder $\dot{S}_\sigma = 0$ ist, so erhält man aus (11) zunächst zwei Gleichungspaare, die wir als S- resp. P-Relaxationsgesetz bezeichnen und durch Anfügen eines zweiten Index s resp. p an die Variablen unterscheiden. Dabei folgt als S-Relaxationsgesetz:

$$\frac{d\Phi\left(\overset{\nu}{S}_{s\sigma}0\right)}{dt} + \dot{G}\left(\overset{\nu}{S}_{s\sigma}0\right) = 0, \qquad (11\text{c})$$

wobei

$$P_{s\sigma} = 0 \qquad (11\text{d})$$

ist, und als P-Relaxationsgesetz

$$\frac{d\Phi\left(S^{(a)}_{p\sigma}\overset{\mu}{P}\right)}{dt} + \dot{G}\left(S^{(a)}_{p\sigma}\overset{\mu}{P}\right) = 0, \qquad (11\text{e})$$

wobei

$$\dot{S}_{p\sigma} = 0 \qquad (11\text{f})$$

ist, d. h.

$$S_{p\sigma} = S^{(a)}_{p\sigma} = \text{konst.}$$

Die beiden Relaxationsgesetze stellen Differentialgleichungen in je einer Variablenreihe dar. Man kann sie auf eine übersichtlichere Form bringen, indem man (11c) resp. (11e) nach $\dot{S}_{s\sigma}$ resp. $\dot{P}_{p\sigma}$ auflöst; dabei ergibt sich das S-Relaxationsgesetz in der Form:

$$-\dot{S}_{s\sigma} = R_s\left(S_{s\sigma}, \overset{2+\nu}{S}_{s\sigma}\right) \qquad (12\text{a})$$

und

$$P_{s\sigma} = 0, \qquad (12\text{b})$$

wobei $\dot{S}_{s\sigma}$ als S-Relaxationsgeschwindigkeit und R_s als S-Relaxationsfunktion bezeichnet werden; analog folgt:

das P-Relaxationsgesetz in der Form:

$$-\dot{P}_{p\sigma} = R_p\left(S^{(a)}_{p\sigma}, P_{p\sigma}, \overset{2+\mu}{P}_{p\sigma}\right) \qquad (13\text{a})$$

und

$$\dot{S}_{p\sigma} = 0, \quad \text{also} \quad S_{p\sigma} = S^{(a)}_{p\sigma} = \text{konst.}, \qquad (13\text{b})$$

wobei $\dot{P}_{p\sigma}$ als P-Relaxationsgeschwindigkeit und R_p als P-Relaxationsfunktion bezeichnet werden. Diese Gleichungspaare stellen die allgemeinsten S- resp. P-Relaxationsgesetze dar und zeigen an, wie die Relaxationsgeschwindigkeit mit den Spannungs- bzw. Deformationsvariabeln zusammenhängt.

2. Potential- (Elastizitäts-) theorie.

Hier folgt aus der Zustandsgleichung analog wie bei 1. das Gleichungspaar:

$$-P_\varepsilon\dot{S}_\varepsilon + \frac{d\Phi\left(\overset{\nu}{S}_\varepsilon\overset{\mu}{P}_\varepsilon\right)}{dt} = 0 \qquad (14\text{a})$$

und

$$\dot{G}\left(\overset{\nu}{S}_\varepsilon\overset{\mu}{P}_\varepsilon\right) : \frac{d\Phi\left(\overset{\nu}{S}_\varepsilon\overset{\mu}{P}_\varepsilon\right)}{dt} : -P_\varepsilon\dot{S}_\varepsilon = 0 : 1 : -1. \qquad (14\text{b})$$

Digitized by Google

Die Gleichung (14a) besagt, daß sich die Leistungen der äußeren Arbeit und des inneren Potentials stets das Gleichgewicht halten, während dabei nach (14b) die Leistung der gebundenen Energie (d. h. die irreversible Wärmetönung) im Verhältnis zu den übrigen Leistungen Null ist. Entsprechend dem zweiten Hauptsatz haben wir also durch das Gleichungspaar (14) einen reversiblen Energieaustausch zwischen äußerer Arbeit und innerem Potential dargestellt.

Der einfachste Fall eines solchen Energieaustausches ist in der Mechanik als Elastizitätstheorie beschrieben, der allgemeinste Fall (im Rahmen der hier umrissenen Mechanik) ist durch das Gleichungspaar (14) gegeben; alle Elastizitätsgesetze sind daher Spezialfälle von (14).

In sinngemäßer Verallgemeinerung bezeichnen wir die hier angedeutete Potentialtheorie als Elastizitätstheorie, die Funktion Φ als elastisches Potential und (14) als Elastizitätsgesetz. Für eine explizite Darstellung müssen wir zunächst die allgemeinste Funktion Φ von $\overset{\nu}{S}_\varepsilon \overset{\mu}{P}_\varepsilon$ ermitteln, welche der definierenden Variationsgleichung (10a) genügt, und dann diese Funktion in (14) einsetzen: für die rechnerische Durchführung entwickelt man Φ dabei entsprechend I in eine Potenzreihe der Form:

$$\sum_0^\infty \Phi_{2n}\left(\overset{\nu}{S}_\varepsilon \overset{\mu}{P}_\varepsilon\right).$$

3. Theorie der inneren Reibung (Plastizitätstheorie).

Hier folgt analog das Gleichungspaar:

$$-P_\pi \dot{S}_\pi + \dot{G}\left(\overset{\nu}{S}_\pi \overset{\mu}{P}_\pi\right) = 0 \qquad (15a)$$

und

$$\frac{d\Phi\left(\overset{\nu}{S}_\pi \overset{\mu}{P}_\pi\right)}{dt} : \dot{G}\left(\overset{\nu}{S}_\pi \overset{\mu}{P}_\pi\right) : -P_\pi \dot{S}_\pi = 0 : 1 : -1. \qquad (15b)$$

Die Gleichung (15a) besagt, daß sich hier die Leistung der äußeren Arbeit und die der gebundenen Energie (d. h. die irreversible Wärmetönung) das Gleichgewicht halten, während (15b) zum Ausdruck bringt, daß dabei die Leistung der inneren Energie im Verhältnis zu den übrigen Leistungen Null ist. Entsprechend dem zweiten Hauptsatz (10b) sind alle hier behandelten Vorgänge vollständig irreversibel und können sich daher wegen $\dot{G} > 0$ nur in der Richtung abspielen, daß äußere Arbeit in gebundene Energie, d. h. in irreversible Wärme übergeht; wir sind gewohnt, eine bei äußerer Arbeitsleistung auftretende irreversible Wärme als Reibungswärme zu bezeichnen, und wir wollen daher das Gleichungspaar (15) das Reibungsgesetz nennen.

Da bei endlicher äußerer Arbeitsleistung im allgemeinen stets auch eine endliche Deformation erreicht wird, die im vorliegenden Falle keineswegs reversibel elastisch zurückgehen kann, nennen wir Vorgänge der hier diskutierten Art irreversibel plastisch im Gegensatz zu den schon unter 1. diskutierten reversibel elastischen.

Das Gleichungspaar (15) stellt (im Rahmen der hier abgegrenzten Mechanik) das allgemeinste Gesetz dar, nach welchem äußere Arbeit vollständig in irreversible Wärme übergeführt wird. Alle Reibungsansätze sind Spezialfälle von (15).

Für eine explizite Darstellung müssen wir die allgemeinste Funktion $\dot{G}$ von $\overset{\nu}{S}_\pi \overset{\mu}{P}_\pi$ ermitteln, die der Ungleichung (10b) genügt. Es ergibt sich dabei, daß $\dot{G}$ als Summe von Quadraten beliebiger Funktionen der $\overset{\nu}{S}_\pi \overset{\mu}{P}_\pi$ darstellbar sein muß. Diesen Ansatz für $\dot{G}$ muß man in (15) einsetzen. Bei der rechnerischen Durchführung wird wieder $\dot{G}$ als Potenzreihe entwickelt.

III. Der innere Zusammenhang der drei Spezialgebiete.

Relaxationstheorie der inneren Reibung.

Sind für einen bestimmten (PS)-Körper die Funktionen Φ und $\dot{G}$ explizite gegeben, so kennt man die Koeffizienten φ_k und g_h ihrer Potenzreihenentwicklungen. Da entsprechend den oben abgeleiteten Formeln alle Gesetze aus diesen beiden Funktionen abgeleitet werden können, so müssen sowohl die Konstanten der Relaxationsgesetze als auch die des Elastizitäts- und Reibungsgesetzes als Funktionen der φ_k und g_h darstellbar sein; eliminiert man nun in dieser Darstellung φ_k und g_h, so erhält man die gesuchten Beziehungen zwischen den Konstanten der Relaxationsgesetze und denen des Elastizitäts- und Reibungsgesetzes. Die explizite Ausrechnung haben wir bisher nur für die wichtigsten (PS)-Körperklassen durchgeführt. Wir deuten also das Ergebnis hier nur formal an durch die Gleichung:

$$f_n(\sigma_s, \sigma_p, \varepsilon, \pi) = 0, \qquad (16)$$

wobei σ_s, σ_p und ε, π die Konstanten des S- resp. P-Relaxationsgesetzes resp. des Elastizitäts- und Reibungsgesetzes bezeichnen und das Funktionszeichen f_n darauf hinweist, daß eine Reihe von n-Beziehungen zwischen diesen Konstanten bestehen.

Die physikalische Bedeutung dieses Zusammenhanges kann man sich (in Anlehnung an die Maxwellsche Vorstellung) folgendermaßen klarmachen. Wenn bei einer mechanischen Beanspruchung äußere Arbeit in Reibungswärme verwandelt wird, so kann man diesen Vorgang auch so auffassen, daß die Leistung der äußeren Arbeit zunächst nur zu einer Vermehrung der elastischen Energie, also des inneren Potentials, führt, und dieser Zuwachs dann wieder durch einen zweiten Vorgang als Relaxationswärme abgegeben wird.

Da sowohl Reibungs- als auch Relaxationswärme vollständig irreversibel sind, ist phänomenologisch kein Unterschied, und man kann jeden Reibungsvorgang als eine Überlagerung einer elastischen Anspannung und einer gleichzeitig stattfindenden Relaxation deuten. In dieser Auffassung lassen sich also die Reibungskonstanten aus den Elastizitäts- und Relaxationskonstanten berechnen, und dies ist der Grund dafür, daß wir auch den allgemeinen Zusammenhang zwischen diesen Konstanten als Relaxationstheorie der inneren Reibung bezeichnen[1].

[1] In einfachster Form hat Maxwell obigen Gedankengang seiner Relaxationstheorie zugrunde gelegt und die bei einer stationären Strömung auftretende Reibungswärme als Relaxationswärme gedeutet. Der oben dargelegte Zusammenhang stellt eine Verallgemeinerung des Maxwellschen dar.

Digitized by Google

IV. Die Superpositionstheorie.

Wir haben in der mechanischen Verwandtschaftslehre versucht, diejenigen PS-Körper in je einer Klasse zu sammeln, welche verwandte mechanischen Eigenschaften (d. h. verwandte Zustandsgleichungen) haben; durch die vorangegangenen Betrachtungen ergibt sich dazu ein neuer Gesichtspunkt. Entsprechend den zwei Funktionen Φ und $\dot{G}$ von $\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}$, welche jede mechanische Zustandsgleichung bestimmen, können wir zwei voneinander unabhängige „reine" Typen von Modellkörpern, die „ideal reversibel elastischen" und die „ideal irreversibel plastischen", als $(PS)_\varepsilon$ und $(PS)_\pi$-Körper unterscheiden. Die $(PS)_\varepsilon$-Körper sind dadurch gekennzeichnet, daß die zugehörige Funktion $\dot{G}_\varepsilon$ von $\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}$ identisch verschwindet, also alle Reibungskonstanten gleich Null sind. Die Zustandsgleichung des $(PS)_\varepsilon$-Körpers lautet demnach:

$$-P\dot{S} + \frac{d\Phi_\varepsilon\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)}{dt} = 0, \tag{17a}$$

wobei

$$\dot{G}_\varepsilon\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right) \equiv 0 \tag{17b}$$

ist.

Analog ist der $(PS)_\pi$-Körper so definiert, daß die zugehörige Funktion $\frac{d\Phi_\pi}{dt}$ und damit alle Elastizitätskonstanten identisch gleich Null sind; seine Zustandsgleichung hat daher die Form:

$$-P\dot{S} + \dot{G}_\pi\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right) = 0, \tag{17c}$$

wobei

$$\frac{d\Phi_\pi}{dt} \equiv 0 \tag{17d}$$

ist.

Der allgemeine (PS)-Körper erscheint in dieser Auffassung als ein Mischkörper oder, wie wir lieber sagen möchten, als eine Superposition eines ideal reversibel elastischen und eines ideal irreversibel plastischen (PS)-Körpers, und unsere Aufgabe ist es, die zugehörige Mischungsregel, d. h. das Superpositionsgesetz, zu finden.

Bei der Anwendung der Superpositionstheorie auf die Zusammensetzung des $(PS)_\varepsilon$- und $(PS)_\pi$-Körpers zum (PS)-Körper, gehen wir zweckmäßig analytisch vor, d. h. wir versuchen, den (PS)-Körper in seine reinen Komponenten zu zerlegen.

Ist nun ein bestimmter (PS)-Körper I durch seine Zustandsgleichung:

$$-P\dot{S} + \frac{d\Phi_I\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right)}{dt} + \dot{G}_I\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right) = 0$$

gegeben, so kann man ihm eindeutig je einen bestimmten $(PS)_\varepsilon$-, (PS_π)-Körper I dadurch zuordnen, daß man

$$\Phi_\varepsilon\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right) = \Phi_I\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right) \tag{17a}$$

und

$$\dot{G}_\pi\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right) = \dot{G}_I\left(\overset{\nu}{S}\overset{\mu}{P}\right) \tag{17b}$$

setzt.

Die Zustandsgleichungen der so definierten reinen Komponenten des $(PS)_I$-Körpers sind dann mit seinem Elastizitäts- resp. Reibungsgesetz (14a), (15a) identisch und lauten

$$P\dot{S}_\varepsilon + \frac{d\Phi_I\left(\overset{\nu}{S}_\varepsilon\overset{\mu}{P}_\varepsilon\right)}{dt} = 0 \quad \text{und} \quad P_\pi\dot{S}_\pi + \dot{G}\left(\overset{\nu}{S}_\pi\overset{\mu}{P}_\pi\right) = 0.$$

Der (PS)-Körper I verhält sich demnach bei allen elastischen Beanspruchungen wie der zugehörige $(PS)_\varepsilon$-Körper I und bei allen plastischen wie der $(PS)_\pi$-Körper I; bei allgemeiner Beanspruchung jedoch (die also weder rein elastisch noch rein plastisch ist) zeigt er ein von beiden Komponenten abweichendes Verhalten und wir können versuchen, es aus dem Verhalten der beiden Komponenten bei dieser Beanspruchung zu berechnen.

Setzt man nun einerseits den (PS)-Körper I, andererseits seine beiden reinen Komponenten, also den $(PS)_\varepsilon$- und $(PS)_\pi$-Körper I alle derselben dynamischen Beanspruchung $\overset{\mu}{P} = \overset{\mu}{P}_\varepsilon = \overset{\mu}{P}_\pi$ aus, so erhält man aus den 3 Zustandsgleichungen durch Auflösung nach S resp. S_ε resp. S_π unter Berücksichtigung der für alle identischen dynamischen Beanspruchung $\left(\overset{\mu}{P}\right)$

$$S = S\left(\overset{\mu}{P}, t\right);\ S_\varepsilon = S_\varepsilon\left(\overset{\mu}{P}, t\right) \text{ und } S_\pi = S_\pi\left(\overset{\mu}{P}, t\right).$$

Gelingt es nun, aus diesen drei Gleichungen die Variabeln $\overset{\mu}{P}$ und t zu eliminieren, so erhält man eine Gleichung zwischen den Deformationen S, S_ε und S_π, welche die drei Körper bei der allgemeinen dynamischen Beanspruchung $\left(\overset{\mu}{P}\right)$ erleiden; löst man nun die Gleichung nach S auf, so erhält man das S-Superpositionsgesetz, welches gestattet, die Deformationsbeanspruchung des $(PS)_I$-Körpers aus den Deformationsbeanspruchungen zu berechnen.

Analog leitet man das P-Superpositionsgesetz ab, indem man bei $\overset{\nu}{S} = \overset{\nu}{S}_\varepsilon = \overset{\nu}{S}_\pi$ die 3 Funktionen $P\left(\overset{\nu}{S}, t\right)$, $P_\varepsilon\left(\overset{\nu}{S}, t\right)$ und $P_\pi\left(\overset{\nu}{S}, t\right)$ miteinander verknüpft. Im allgemeinen ergeben sich dabei sehr komplizierte Superpositionsgesetze, die hier nicht explizite wiedergegeben werden können; wir schreiben nur das formale Ergebnis in der folgenden Form hin:

Das S-Superpositionsgesetz:

$$\overset{\nu}{S} = \overset{\nu}{X}(S_\varepsilon, S_\pi, t) \tag{17c}$$

bei

$$\overset{\mu}{P} = \overset{\mu}{P}_\varepsilon = \overset{\mu}{P}_\pi \tag{17d}$$

und das P-Superpositionsgesetz:

$$\overset{\mu}{P} = \overset{\mu}{\Pi}(P_\varepsilon, P_\pi, t) \tag{17e}$$

bei

$$\overset{\nu}{S} = \overset{\nu}{S}_\varepsilon = \overset{\nu}{S}_\pi. \tag{17f}$$

Dabei bedeuten X und Π die beiden die Superposition kennzeichnenden Funktionen, welche S, S_ε und S_π resp. $P\ P_\varepsilon$ und P_π miteinander verknüpfen; $\overset{\nu}{X}$ und $\overset{\mu}{\Pi}$ sind die νten resp. μten Ableitungen von ihnen.

Bevor wir zu einer weiteren Anwendung der Superpositionstheorie auf die (PS)-Körper übergehen, müssen wir noch eine systematische Frage erörtern. Wir haben gesehen, daß es entsprechend den drei Summanden der Zustandsgleichung drei Spezialgebiete und drei Grundgesetze in der Mechanik gibt, von denen aber nur zwei entsprechend den beiden Funktionen Φ und $\dot{G}$ voneinander unabhängig sind. Analog liegt der Fall bei Aufstellung der „reinen" Typen der (PS)-Körper. Wir haben oben nur die beiden

Digitized by Google

voneinander unabhängigen reinen Typen als $(PS)_\varepsilon$- und $(PS)_\pi$-Körper diskutiert und dementsprechend versucht, den allgemeinen (PS)-Körper als „Mischkörper" aus diesen beiden zu superponieren; dies ist auch der einfachste und anschaulichste Weg. Für manche Überlegungen ist es aber zweckmäßiger, außer den genannten $(PS)_\varepsilon$- und $(PS)_\pi$-Körpern in Analogie zu den entsprechenden drei Gesetzen auch noch einen $(PS)_\sigma$-Körper oder, richtiger (wegen des Zerfalls des Relaxationsgesetzes), einen $(PS)_{s\sigma}$- und einen $(PS)_{p\sigma}$-Körper als reine Typen hinzuzufügen. Nunmehr kann man die Superpositionstheorie entweder auf der Grundlage zweier reiner und voneinander unabhängiger oder dreier (resp. unter Berücksichtigung der Aufspaltung vierer) reiner, aber voneinander abhängiger Grundtypen entwickeln. Im letzten Fall erhalten die Superpositionsgesetze eine relativ zu den drei Spezialgebieten symmetrische Form; es treten dabei aber leicht begriffliche und rechnerische Schwierigkeiten auf, die daher rühren, daß die $(Ps)_\sigma$-Körper, im Gegensatz zu allen anderen (PS)-Körpern, wegen des definitionsmäßig geforderten Verschwindens der äußeren Arbeitsleistung nicht beliebigen mechanischen Beanspruchungen ausgesetzt werden können. Besonders klar kommt dies in ihren Zustandsgleichungen zum Ausdruck; sie lauten für den $(PS)_{s\sigma}$- resp. $(PS)_{p\sigma}$-Körper:

$$\frac{d\Phi_{s\sigma}\left(\overset{\nu}{S}\right)}{dt} + \dot{G}_{s\sigma}\left(\overset{\nu}{S}\right) = 0 \tag{18e}$$

bei

$$P = 0 \tag{18f}$$

resp.

$$\frac{d\Phi_{p\sigma}\left(S^{(a)}\overset{\mu}{P}\right)}{dt} + \dot{G}_{p\sigma}\left(S^{(a)}\overset{\mu}{P}\right) = 0 \tag{18g}$$

bei

$$\dot{S} = 0, \text{ d. h. bei } S = S^{(a)}. \tag{18h}$$

Bei dem $(PS_{s\sigma})$-Körper ist also die dynamische Beanspruchung immer gleich Null, also nicht willkürlich wählbar, und auch die zulässige deformatorische Beanspruchung $\left(\overset{\nu}{S}\right)$ ist durch die Zustandsgleichung je nach ihrer Ordnung mehr oder minder beschränkt. Analoges gilt für den $(PS)_{p\sigma}$-Körper. Die ideale, reibungslose, unelastische Flüssigkeit ist der einfachste Fall eines $(PS)_{s\sigma}$-Körpers und der ideal starre (undeformierbare) Festkörper der einfachste Fall eines $(PS)_{p\sigma}$-Körpers; bei diesen beiden verschwindet $\frac{d\Phi}{dt}$ und $\dot{G}$ identisch, so daß die in der Zustandsgleichung enthaltene Beschränkung in der deformierenden resp. dynamischen Beanspruchung für sie entfällt; die ideale, reibungslose, unelastische Flüssigkeit ist beliebig deformatorisch, aber nicht dynamisch beanspruchbar, und der ideal starre Festkörper ist beliebig dynamisch, jedoch nicht deformatorisch beanspruchbar.

Man wird daher in der Mechanik von den $(PS)_\sigma$-Körpern nur unter Berücksichtigung ihrer obigen Besonderheiten Gebrauch machen können; sie eignen sich im allgemeinen gut als Vergleichskörper, an denen Relaxationsvorgänge beobachtet werden, nachdem man sie einmal einer passenden mechanischen Beanspruchung ausgesetzt hat und dann sich selbst überläßt.

Zusammenfassend läßt sich folgender Satz formulieren: Man kann bei den (PS)-Körpern zwei voneinander unabhängige und ein Paar von ihnen abhängige reine Typen unterscheiden, die als $(PS)_\varepsilon$, $(PS)_\pi$ und $(PS)_{s\sigma}$, $(PS)_{p\sigma}$ bezeichnet werden. Jede mechanische Beanspruchung eines $(PS)_\varepsilon$- resp. $(PS)_\pi$, resp. eines der beiden $(PS)_\sigma$-Körper ist ideal reversibel elastisch, resp. ideal irreversibel plastisch, resp. ideal irreversibel relaxierend; wir bezeichnen daher diese Körper als ideal-elastische, resp. -plastische, resp. -relaxierende (PS)-Körper. Dabei ist aber noch zu bemerken, daß für die $(PS)_\pi$-Körper nicht alle, sondern nur bestimmte mechanische Beanspruchungen zulässig sind.

Grundsätzlich kann man ebenso wie die reinen Typen auch beliebige allgemeine (PS)-Körper als Komponenten betrachten.

Hieraus ergibt sich für eine allgemeine Superpositionstheorie die Aufgabe, die Mischungsregel für die mechanischen Eigenschaften beliebiger allgemeiner (PS)-Körper abzuleiten oder, genauer gesagt, ihr Superpositionsgesetz für beliebige deformatorische und dynamische Beanspruchungen zu finden; die Berechnung gestaltet sich analog wie oben.

Bei der oben dargelegten Analyse des (PS)-Körpers haben wir die Zustandsgleichungen für ihn sowohl wie für alle seine Komponenten als gegeben betrachtet und haben nach dem Superpositionsgesetz der mechanischen Variabeln gefragt.

Nachfolgend wollen wir die Superpositionstheorie für eine Synthese des (PS)-Körpers verwenden. Dabei nehmen wir nur die Zustandsgleichungen der Komponenten als gegeben an und fragen nach der Zustandsgleichung desjenigen (PS)-Körpers, welcher als Superposition der Komponenten bei gleicher deformierender resp. dynamischer Beanspruchung angesehen werden kann. Berücksichtigt man, daß jede Zustandsgleichung durch die zwei charakteristischen Funktionen Φ und $\dot{G}$ gegeben ist, so ist die bei der Synthese gestellte Frage identisch mit der Frage nach dem Superpositionsgesetz der genannten Funktionen. Die Rechnung gestaltet sich dabei wie folgt:

Sind eine Reihe von (PS)-Körpern $(PS)_I (PS)_{II} \ldots (PS)_N$ durch die für sie charakteristischen Funktionen Φ_N und $\dot{G}_N$ ihrer Zustandsgleichungen gegeben und setzt man alle der gleichen Deformationsbeanspruchung $\left(\overset{\nu}{S}\right)$ aus, so ergibt sich die gesamte dynamische Beanspruchung $\left(\overset{\mu}{P}\right)$ durch Summierung der für die einzelnen $(PS)_N$-Körper $(N = I, II \ldots N)$ entsprechend (10c) berechneten dynamischen Beanspruchungen; es folgt also die Gleichung:

$$\overset{\mu}{P} = \sum\nolimits_N \overset{\mu}{P}_N \left(\overset{\nu}{S}, t\right), \tag{19a}$$

für

$$\overset{\nu}{S} = \overset{\nu}{S}_I = \cdots \overset{\nu}{S}_N. \tag{19b}$$

Analog folgt bei gleicher dynamischer Beanspruchung (P) für die resultierende gesamte Deformationsbeanspruchung:

$$\overset{\nu}{S} = \sum\nolimits_N \overset{\nu}{S}_N \left(\overset{\mu}{P}, t\right), \tag{19c}$$

für

$$\overset{\mu}{P} = \overset{\mu}{P}_I = \cdots \overset{\mu}{P}_N. \tag{19d}$$

Digitized by Google

Dabei bezeichnen $P_N\left(\overset{\nu}{S}, t\right)$ resp. $S_N\left(\overset{\mu}{P}, t\right)$ die Nachwirkungsfunktionen im P- resp. S-Nachwirkungsgesetz der $(PS)_N$-Körper; entsprechend (10c) und (10d) sind diese Funktionen durch die Φ_N und $\dot{G}_N$ bestimmt.

Man kann nun denjenigen (PS)-Körper suchen, welcher als P- resp. als S-Nachwirkungsgesetz die Gleichungen (18a) resp. (18c) hat. Von diesen kann der erste als eine Superposition der Reihe von $(PS)_N$-Körpern für gleiche Deformationsbeanspruchung angesehen werden, der zweite für gleiche dynamische Beanspruchung. In voller Allgemeinheit können wir die Zustandsgleichungen dieser resultierenden (PS)-Körper nicht berechnen, und wir möchten sogar darauf hinweisen, daß auch der Fall vorkommt (insbesondere bei Überlagerung einer ∞ Reihe von (PS)-Körpern, daß der resultierende Körper überhaupt kein regulärer (PS)-Körper im Sinne unserer Definition ist, d. h. daß z. B. die Reihenentwicklungen für Φ und $\dot{G}$ nicht mehr konvergieren oder daß die Zustandsgleichung bei konvergenten Reihenentwicklungen überhaupt nicht in den Variablen $\overset{\nu}{S}, \overset{\mu}{P}$ allein formuliert werden kann, sondern auch die Zeit explizite enthält. Für die wichtigsten speziellen (PS)-Körperklassen werden wir jedoch nachfolgend die Superpositionstheorie explizite entwickeln.

Abschließend bemerken wir noch, daß die Gleichungen (19a) und (19c) eine Summe von Nachwirkungsfunktionen darstellen, so daß durch sie kompliziertere Nachwirkungsgesetze und damit auch kompliziertere Körper als Summe von einfacheren dargestellt werden können.

Faßt man das Ergebnis der weiter oben erläuterten allgemeinen Superpositionsüberlegungen zusammen mit den hier gegebenen speziellen, so zeigt sich:

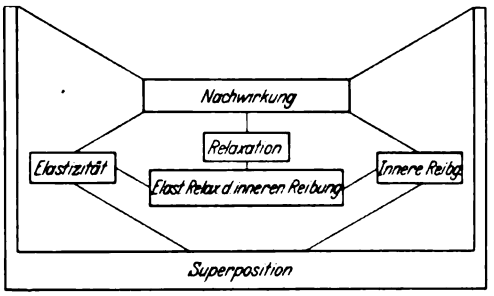
Bei synthetischem Vorgehen hat man aus einer Reihe gegebener (PS)-Körper, welche alle derselben deformierenden resp. dynamischen Beanspruchung ausgesetzt sind, die Zustandsgleichung des resultierenden Körpers zu berechnen. Dabei gelten in den dynamischen resp. deformierenden Variablen die einfachen additiven Superpositionsgesetze (19a) und (19c); hingegen ist im allgemeinen die Berechnung der resultierenden Zustandsgleichung sehr kompliziert, da in diesem Fall keineswegs allgemein auch eine Additivität der Funktionen $\frac{d\Phi_N}{dt}$ und $\dot{G}_N$ zu einem resultierenden $\frac{d\Phi}{dt}$ und $\dot{G}$ besteht.

Bei analytischem Vorgehen hat man einen (PS)-Körper in eine Reihe anderer (PS)-Körper, z. B. in seine reinen Komponenten, also in den zugehörigen $(PS)_\varepsilon$- und $(PS)_\pi$-Körper zu zerlegen. In diesem Fall ist ein einfacher additiver[1] Zusammenhang zwischen den Funktionen $\frac{d\Phi}{dt}$ und $\dot{G}$, hingegen sind die zugehörigen S- und P-Superpositionsgesetze im allgemeinen sehr kompliziert, da keineswegs hier allgemein eine Additivität in den $\overset{\nu}{S}$- oder $\overset{\mu}{P}$-Variablen besteht.

Wir werden aber nachfolgend große spezielle Gruppen von (PS)-Körperklassen diskutieren, die gerade dadurch ausgezeichnet sind, daß sowohl in den genannten Variablen als auch in den genannten Funktionen einfache, d. h. additive Superpositionsgesetze gelten[1].

Durch die beiden oben genannten Superpositionsgesetze ist die Verknüpfung der 3 Grundgesetze mit der Zustandsgleichung resp. der Nachwirkungstheorie hergestellt, und damit ist grundsätzlich der Kreis der mechanischen Theorien der PS-Körper geschlossen.

Zum Schluß möchten wir noch den oben dargelegten, in sich geschlossenen Kreis von mechanischen Theorien der (PS)-Körper durch das nachstehende Bild veranschaulichen.



Bei der expliziten Behandlung der Deformationsmechanik der (PS)-Körper ist es zweckmäßig, schrittweise vorzugehen und mit den einfachsten Körperklassen zu beginnen.

Wir behandeln zunächst zwei große Gruppen von Körperklassen, welche von praktischem Interesse sind und sich rechnerisch einfach darstellen lassen. Diese Gruppen sind dadurch ausgezeichnet, daß sich sowohl die Leistung der freien als auch der gebundenen Energie als Funktionen der einen Variablenreihe allein, also nur der $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$ oder nur der $\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$ darstellen lassen; wir nennen sie kurz S-Körper und P-Körper.

C. Die reine Deformationsmechanik der S-Körper.

Ableitung der speziellen Zustandsgleichung der S-Körper.

Die mechanische Zustandsgleichung für den allgemeinen S-Körper lautet definitionsgemäß:

$$-P\dot{S} + \frac{d\Phi\left(\overset{\nu}{S}\right)}{dt} + \dot{G}\left(\overset{\nu}{S}\right) = 0. \qquad (20)$$

Um hieraus das mechanische Verhalten der PS-Körper explizite zu entwickeln, leiten wir uns zunächst die entsprechend den hier gemachten Voraussetzungen vereinfachte Form der Zustandsgleichung ab und legen diese dann der weiteren Diskussion zugrunde. Da die S-Körper nach I regulär sein sollen, gehen wir von der Reihenentwicklung aus

$$-P\dot{S} + \sum\nolimits_n \frac{d\Phi_{2n}\left(\overset{\nu}{S}\right)}{dt} + \sum\nolimits_m \dot{G}_{2m}\left(\overset{\nu}{S}\right) = 0$$

und berücksichtigen:

Die Koeffizienten der Variablen $(S \ldots S)$ müssen im ganzen Konvergenzbereich unabhängig von dem

[1] Wegen $\dot{G}_\varepsilon = 0$ und $\frac{d\Phi_\pi}{dt} = 0$ ist ja $\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d\Phi_\varepsilon}{dt} + \frac{d\Phi_\pi}{dt}$ und $\dot{G} = \dot{G}_\varepsilon + \dot{G}_\pi$.

[1] Es besteht die Möglichkeit, daß durch eine eingehende gruppentheoretische Analyse der Zustandsgleichung auch für allgemeinere PS-Körperklassen einfache Superpositionsgesetze in entsprechend neu eingeführten Variablen und Funktionen formuliert werden können.

Digitized by Google

Wert der Variabeln sein; man kann daher die Koefizienten zunächst für beliebig gewählte Werte der Variablen, d. h. für eine beliebig gewählte Deformationsbeanspruchung aus (20) berechnen und das Ergebnis innerhalb des ganzen Konvergenzbereiches verwenden.

Um die Rechnung durchführen zu können, wählen wir die Deformationsbeanspruchung derart, daß sich dabei (20) möglichst vereinfacht. Man erkennt leicht, daß die einfachste Deformationsbeanspruchung die statische ist. Für sie gilt:

$$S = S_a \tag{21}$$

und

$$\dot{S} = \overset{1+\nu}{S} = 0 \quad \text{für } \nu = 0,1 \cdots \infty \tag{22}$$

ist.

Hieraus folgt zunächst:

$$\Phi = \sum \Phi_{2n}(S_a 0 \ldots 0) = \Phi_a = \text{Konst.} \tag{23}$$

$$\dot{G} = \sum \dot{G}_{2m}(S_a 0 \ldots 0) = \dot{G}_a = \text{Konst.} \tag{24}$$

und somit ergibt sich für die drei Summanden $-P\dot{S}$, $\frac{d\Phi}{dt}$ und $\dot{G}$ der Zustandsgleichung (20):

$$\lim_{\dot{S}=0} -P\dot{S} = 0 \tag{25}$$

$$\lim_{\dot{S}=0} \frac{d\Phi}{dt} = 0 \tag{26}$$

nnd wegen (20):

$$\lim_{\dot{S}=0} \dot{G} = \lim_{\dot{S}=0} \sum_m \dot{G}_{2m} = 0. \tag{27}$$

Da $\frac{d\Phi}{dt}$ und $\dot{G}$ für $\dot{S} = 0$ verschwinden, so müssen diese beiden Funktionen durch $\dot{S}$ teilbar sein, und dies ist bei der Reihenentwicklung nur dann möglich, wenn jedes einzelne Glied der Reihe durch $\dot{S}$ teilbar ist.

Berücksichtigt man jetzt, daß für alle Werte der Deformationsvariablen $S \ldots \overset{\nu}{S}$ nach dem zweiten Hauptsatz $\dot{G} \geqq 0$ sein muß, so folgt, daß $\dot{G}$ als Summe von Quadraten von Funktionen der $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$ darstellbar ist; aus der expliziten Reihenentwicklung dieser Quadrate folgt dann, daß $\dot{G}$ nur dann durch $\dot{S}$ teilbar sein kann, wenn es auch durch $\dot{S}^2$ teilbar ist; wir können daher die Zustandsgleichung der S-Körper in der Form:

$$-P\dot{S} + \dot{S}\sum_n \Phi'_{2n}\left(\overset{\nu}{S}\right) + \dot{S}^2 \sum_m g_{2m}\left(\overset{\nu}{S}\right) \tag{28}$$

schreiben, wobei

$$\Phi'_{2n} = \frac{1}{\dot{S}}\frac{d\Phi_{2n}}{dt} = \sum_\nu \frac{\partial \Phi_{2n}}{\partial \overset{\nu}{S}} \frac{\overset{\nu+1}{S}}{\dot{S}} = \frac{d\Phi_{2n}}{dS} \tag{29a}$$

und

$$g_{2m} = \frac{1}{\dot{S}^2}\dot{G}_{2m} \tag{29b}$$

ist. In (28) kann man durch $\dot{S}$ durchdividieren und erhält dann die mechanische Zustandsgleichung der S-Körper in der einfachen Form:

$$-P + \sum_n \Phi'_{2n}\left(\overset{\nu}{S}\right) + \dot{S}\sum_m g_{2m}\left(\overset{\nu}{S}\right) = 0. \tag{30}$$

Die Diskussion der Zustandsgleichung führen wir nun nach den für die allgemeine Mechanik der (PS)-Körper gegebenen Schema durch, wobei wir jeweils die deformierende und dynamische Beanspruchung getrennt diskutieren.

I. Allgemeine Nachwirkungstheorie der S-Körper.

1. Deformationsbeanspruchungen.

Bei den deformierenden Beanspruchungen haben wir die $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$ als unabhängige Variable anzusehen und hieraus die dynamische Beanspruchung, also das Wertsystem $\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$, zu berechnen.

Die Integration der Differentialgleichung entfällt hier, weil p nur in der 0. Ordnung vorkommt. Man erhält daher hier die einfachste Form der Nachwirkungstheorie.

Aus (30) folgt unmittelbar die Lösung der Aufgabe in der Form (31):

$$\overset{\mu}{P} = \frac{d^\mu}{dt^\mu}\left[\sum_n \Phi'_{2n}\left(\overset{\nu}{S}\right) + \dot{S}\sum_m g_{2m}\left(\overset{\nu}{S}\right)\right] \tag{31}$$

$$\text{für } \mu = 0,\ 1,\ 2, \cdots \infty.$$

In Worten: Die dynamische Beanspruchung $\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$ des S-Körpers ist eindeutig und zeitunabhängig, also nachwirkungsfrei durch die Deformationsbeanspruchung, d. h. durch das Wertsystem der $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$ entsprechend (31) bestimmt.

Läßt man also einen S-Körper Kreisprozesse durchlaufen, derart, daß man von einer beliebigen Deformationsbeanspruchung $\left(\overset{\nu}{S}\right)$ ausgehend, auf irgendeinem geschlossenen Weg zu ihr zurückkehrt, so muß sich nach vollendetem Zyklus unabhängig vom Weg, immer die dynamische Beanspruchung $\left(\overset{\mu}{P}\right)$ des Ausgangszustandes wieder einstellen. Kreisprozesse dieser Art kann man z. B. so ausführen, daß man S als periodische Funktion der Zeit wählt; der Körper führt dann erzwungene Deformationsschwingungen aus.

2. Dynamische Beanspruchungen.

Wir haben hier die dynamischen Variablen $\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$ als unabhängig veränderlich anzusehen und die Deformationsbeanspruchung, also die $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$, zu berechnen.

Die Nachwirkungstheorie ist hier der Ordnung der Differentialgleichung entsprechend kompliziert. Die explizite Entwicklung würde die Integration und Auflösung der Differentialgleichung nach S erfordern.

Wir wollen hier nur den allgemeinen Gedankengang entwickeln und auf die explizite Durchführung verzichten.

Man erkennt leicht, daß die Deformationsbeanspruchungen hier überhaupt nicht eindeutig aus der dynamischen berechenbar sind. Betrachten wir zunächst den einfachsten Fall der dynamischen Beanspruchung $P = \overset{\mu}{P} = 0$ (für $\mu = 0, 1 \ldots \infty$), so folgt aus (30):

$$\sum_n \Phi'_{2n}\left(\overset{\nu}{S}\right) + \dot{S}\sum_m g_{2m}\left(\overset{\nu}{S}\right) = 0.$$

Dies ist eine Differentialgleichung aus der durch νfache Integration über die Zeit zunächst S als Funktion von t und dann durch Differenziation das ganze Wertsystem der Variablen $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$ als Funktionen der Zeit resultiert.

Digitized by Google

Der dynamischen Beanspruchung $\overset{\mu}{P} = 0$ (für $\mu = 0, 1 \ldots \infty$) entspricht also nicht eine bestimmte Deformationsbeanspruchung $\left(S \ldots \overset{\mu}{S}\right)$, sondern das Wertsystem dieser Variablen ist explizite von der Zeit abhängig.

Hat man eine allgemeine dynamische Beanspruchung $\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$ gegeben, so ist die Berechnung der zugehörigen Deformationsbeanspruchung $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$ sowie ihre Zeitabhängigkeit mit Hilfe des Nachwirkungsgesetzes analog durchzuführen. Wir wollen diese Rechnung hier nicht explizite ausführen[1], sondern nur noch zur Klarstellung folgendes feststellen[2].

Führt man mit einem S-Körper Kreisprozesse von der Art durch, daß man, ausgehend von einer bestimmten dynamischen Beanspruchung $\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$, auf einem geschlossenen Weg wieder zu ihr zurückkehrt, so zeigt der S-Körper nach vollendetem Zyklus keineswegs dieselbe Deformationsbewegung wie vorher. Kreisprozesse dieser Art kann man z. B. dadurch realisieren, daß man die Spannung P als periodische Funktion der Zeit wählt.

Wir schließen damit die Nachwirkungstheorie der S-Körper vorläufig ab und gehen dazu über, die Elastizitäts-, Reibungs- und Relaxationstheorie der S-Körper abzuleiten, sodann ihren Zusammenhang untereinander entsprechend der Relaxationstheorie der inneren Reibung zu diskutieren und schließlich mit Hilfe der Superpositionstheorie die einzelnen Gesetze dieser Gebiete zur allgemeinen Zustandsgleichung und damit zur Nachwirkungstheorie zu superponieren.

Wir haben in der allgemeinen Theorie der (PS)-Körper drei Idealtypen der mechanischen Beanspruchung als ideal elastisch, ideal plastisch und ideal relaxierend unterschieden, je nachdem die Doppelportion $\frac{dA}{dt} : \frac{d\Phi}{dt} : \dot{G}$, das dritte resp. zweite resp. erste Glied verschwindet.

Für die (S)-Körper ergibt sich dabei unter Berücksichtigung von (30)

$$\frac{dA}{dt} : \frac{d\Phi}{dt} : \dot{G} = \left(-1 - \frac{\dot{S}}{R\left(\overset{\nu}{S}\right)}\right) : 1 : \frac{\dot{S}}{R\left(\overset{\nu}{S}\right)}$$

wobei zur Abkürzung

$$\frac{\sum_n \Phi'_{2n}\left(\overset{\nu}{S}\right)}{\sum_m g_{2m}\left(\overset{\nu}{S}\right)} = R\left(\overset{\nu}{S}\right)$$

gesetzt ist[3]. Das genannte Doppelverhältnis ist also hier quantitativ durch eine einzige Zahl $Q_S = \frac{\dot{S}}{R\left(\overset{\nu}{S}\right)}$ bestimmt, und die mechanische Beanspruchung ist ideal elastisch resp. ideal plastisch resp. ideal relaxierend, je nachdem $Q_S = 0$ resp. ∞ resp. -1 ist, und es gilt in diesen Fällen das nachfolgend abgeleitete Elastizitäts- resp. Reibungs- resp. Relaxationsgesetz.

Ist also eine bestimmte deformierende Beanspruchung $\left(\overset{\nu}{S}\right)$ eines S-Körpers gegeben, so läßt sich Q_S entsprechend den obigen Gleichungen berechnen und damit die Beanspruchung kennzeichnen; ist hingegen eine dynamische Beanspruchung $\left(\overset{\mu}{P}\right)$ gegeben, so läßt sich diese überhaupt nicht zeitunabhängig kennzeichnen.

II. Die drei Grundgesetze der S-Körper.

(Elastizitäts-, Reibungs-, Relaxationstheorie.)

Wir entnehmen zunächst aus (30) das Elastizitäts-, Reibungs- und Relaxationsgesetz entsprechend (12), (13), (14), (15) und erhalten Gesetze, welche für die drei Arten idealer Beanspruchungen gelten, bei denen in dem Verhältnis $-P\dot{S} : \frac{d\Phi}{dt} : \dot{G}$ eine der Zahlen verschwindet. So ergibt sich:

Die Relaxationsgesetze.

Das S-Relaxationsgesetz:

$$\sum_n \Phi'_{2n}\left(\overset{\nu}{S}_{s\sigma}\right) + \dot{S}_{s\sigma} \sum_m g_{2m}\left(\overset{\nu}{S}\right) = 0 \qquad (32\,a)$$

oder nach $\dot{S}_{s\sigma}$ aufgelöst: wobei

$$P_{s\sigma} = 0 \qquad (32\,b)$$

ist.

$$-\dot{S}_{s\sigma} = \frac{\sum_n \Phi'_{2n}\left(\overset{\nu}{S}_{s\sigma}\right)}{\sum_m g_{2m}\left(\overset{\nu}{S}\right)} = R\left(\overset{\nu}{S}_{s\sigma}\right)$$

Das P-Relaxationsgesetz:

$$-P_{p\sigma} = \sum_n \Phi'_{2n}(S^{(a)}_{p\sigma}, 0 \ldots 0) = P^{(a)}_{p\sigma} = \text{konst.} \qquad (33\,a)$$

wobei

$$\dot{S}_{p\sigma} = 0, \text{ d. h. für } S_{p\sigma} = S^{(a)}_{p\sigma} = \text{konst.} \qquad (33\,b)$$

ist.

Analog ergibt sich:

das Elastizitätsgesetz:

$$P_\varepsilon = \sum_n \Phi'_{2n}\left(\overset{\nu}{S}_\varepsilon\right) \qquad (34\,a)$$

wobei

$$\frac{\dot{S}_\varepsilon}{R\left(\overset{\nu}{S}_\varepsilon\right)} = 0 \qquad (34\,b)$$

ist.

Das Reibungsgesetz:

$$P_\pi = \dot{S}_\pi \sum g_{2m}\left(\overset{\nu}{S}_\pi\right) \qquad (35\,a)$$

wobei

$$\frac{R\left(\overset{\nu}{S}_\pi\right)}{\dot{S}_\pi} = 0 \qquad (35\,b)$$

ist.

Die Relaxationstheorie, resp. Elastizitäts-, resp. Reibungstheorie ergibt sich nun aus dem zugehörigen Grundgesetz durch Auflösung nach den dynamischen resp. nach den Deformationsvariablen, wobei der Ordnung der Differentialgleichung entsprechend, oft über die Zeit integriert werden muß.

Der Sinn dieser Zerlegung der allgemeinen Zustandsgleichung in diese drei Grundgesetze liegt darin, daß diese rechnerisch einfacher aufzulösen und zu integrieren sind.

---

[1] Vgl. den entsprechenden Abschnitt bei der deformierenden Beanspruchung der P-Körper.

[2] Vgl. hierzu auch das Beispiel, welches im entsprechenden Abschnitt der deformierenden Beanspruchung der P-Körper durchgerechnet ist.

[3] Die physikalische Bedeutung von $R\left(\overset{\nu}{S}\right)$ ergibt sich aus den folgenden Kapiteln.

Digitized by Google

Wir wollen aber an dieser Stelle diese drei Theorien nicht explizite behandeln, sondern nur die uns wesentlich erscheinenden einfachsten Punkte herausheben.

1. Kleine Deformationsbeanspruchungen.

Wählt man nun den Nullzustand für S derart, daß für $S = 0$ auch $P = 0$ ist, so ergibt sich durch Untersuchung der Gesetze in der Nähe des unbeanspruchten Zustandes der Satz:

In der Umgebung des unbeanspruchten Zustandes nehmen die drei Gesetze eine besonders einfache Form an, in dem sie nicht nur in erster, sondern auch in zweiter Näherung linear sind; d. h. für kleine $\left(S \ldots \overset{r}{S}\right)$ gilt also in erster Näherung ein lineares Gesetz, in zweiter Näherung bleibt dieses unverändert erhalten, da das quadratische Glied verschwindet und erst in dritter Näherung kann eine Abweichung vom linearen Verhalten entsprechend dem Gliede dritten Grades auftreten[1].

Hierbei ist also keineswegs die Trivialität gemeint, daß jede Kurve in einem hinreichend klein gewählten Intervall durch ihre Tangente geradlinig approximiert werden kann und demnach jedes Gesetz als Kurve dargestellt, in diesem Intervall annähernd linear ist. Hier liegt vielmehr der Fall so, daß die den Gesetzen entsprechende Kurve im 0-Punkt einen Wendepunkt und somit die Krümmung 0 haben. Die Wendepunkttangente approximiert dann die Kurve und damit die Gesetze in einer höheren Ordnung und in einem größeren Intervall linear, als dies die Tangente in einem beliebigen Punkte der Kurve tut.

Die allgemeinen Gesetze (32), (33), (34), (35) nehmen also in der Nähe des unbeanspruchten Zustandes (d. h. für hinreichend kleine Werte aller Deformationsvariablen $S \ldots \overset{r}{S}$) Forman an, in welchen P_ε, resp. P_π, resp. $\dot{S}_\sigma$ als Linearform der Variablen $\left(S \ldots \overset{r}{S}\right)$ gegeben sind. Für den einfachsten Fall, daß man in der Linearform nur jeweils das erste Glied des niedersten Differentialquotienten berücksichtigen muß, erhält man die in der Mechanik bekannten linearen Grundgesetze, und zwar das Henckysche Elastizitätsgesetz: $P_\varepsilon = \varepsilon S_\varepsilon$, ferner den Newtonschen Reibungsansatz: $P_\pi = \pi \dot{S}_\pi$ und das Analogon zum Maxwellschen Relaxationsgesetz[1]: $\dot{S}_{s\sigma} = \frac{1}{\sigma} S_{s\sigma}$ oder integriert: $S_{s\sigma} = S^{(0)}_{s\sigma} e^{-\frac{t}{\sigma}}$, wobei ε, π und σ Konstanten sind, welche als erster Elastizitäts-, resp. Viskositätskoeefizient resp. als erste Relaxationszeit bezeichnet werden. Im allgemeinen haben diese ersten Materialkonstanten endliche Werte; die Grenzfälle, in welchen eine dieser Konstanten 0 oder ∞ wird, müssen besonders diskutiert werden.

2. Kleine dynamische Beanspruchungen.

Hier gelten analoge Überlegungen, jedoch ist die explizite Entwicklung der Theorie entsprechend der Ordnung der Differentialgleichung kompliziert.

Damit ist für die S-Körper der Gültigkeitsbereich der bekannten linearen Gesetze umgrenzt.

Zu einem tieferen Einblick in die Mechanik der S-Körper gelangen wir nun dadurch, daß wir den Zusammenhang zwischen den drei Grundgesetzen explizite aufsuchen, also die Relaxationstheorie der inneren Reibung entwickeln.

III. Relaxationstheorie der inneren Reibung.

Denken wir uns die in den drei Gesetzen dargestellten funktionellen Zusammenhänge voneinander unabhängig experimentell ermittelt, so zeigt der Aufbau des S-Relaxationsgesetzes entsprechend (32), welcher Zusammenhang zwischen den in den einzelnen Gesetzen auftretenden Funktionen besteht. Es gilt nämlich auch nach Weglassung der Indizes $s\sigma$, also universell für die drei Funktionen, der Zusammenhang:

$$R\left(\overset{r}{S}\right) = \frac{\sum_n \Phi'_{2n}\left(\overset{r}{S}\right)}{\sum_m g_{2m}\left(\overset{r}{S}\right)}. \tag{36}$$

Der Beweis ergibt sich daraus, daß diese Gleichung definitionsgemäß jedenfalls für alle diejenigen Wertsysteme $\left(S \ldots \overset{r}{S}\right)$ gelten muß, für welche $P = 0$ ist: nun sind aber für $P = 0$ die $\left(S \ldots \overset{r}{S}\right)$ explizite als Funktionen der Zeit darstellbar, wenn überhaupt Relaxation auftritt; somit muß die obige Gleichung nicht nur für ein einziges Wertsystem der Variablen, sondern für ein kontinuierlich mit der Zeit veränderliches System

---

[1] Beweis: Entwickelt man das Potential Φ explizite in eine Potenzenreihe, so folgt aus

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_2\left(\overset{r}{S}\right) + \cdots \Phi_{2n}\left(\overset{r}{S}\right) + \cdots$$

$$\frac{d\Phi}{dS} = \Phi' = \Phi'_2\left(\overset{r}{S}\right) + \cdots \Phi'_{2n}\left(\overset{r}{S}\right) + \cdots$$

Berücksichtigt man jetzt, daß die Φ_{2n} definitionsgemäß Linearformen 2. Grades sind, so folgt, daß sie bei Vertauschung von $+S$ mit $-S$ in sich selbst übergehen, d. h.

$$\Phi_{2n}\left(\overset{r}{S}\right) = \Phi_{2n}\left(-\overset{r}{S}\right)$$

Φ ist eine gerade Funktion; hieraus folgt aber, daß Φ' notwendig eine ungerade Funktion sein muß, also daß

$$\Phi'_{2n}\left(\overset{r}{S}\right) = -\Phi'\left(-\overset{r}{S}\right)$$

ist. Hieraus folgt

$$\Phi' = \tfrac{1}{2}\left[\Phi'\left(\overset{r}{S}\right) - \Phi'\left(-\overset{r}{S}\right)\right]$$

Entwickelt man Φ' in eine Potenzreihe, so ergibt sich aus dieser Darstellung, daß die Koeffizienten aller Glieder mit geradem Grad 0 sind, insbesondere verschwindet also das von den Variablen freie 0. Glied und das quadratische Glied. In der Umgebung des unbeanspruchten Zustandes ist also Φ' in erster Näherung linear, in zweiter Näherung bleibt es linear, und erst in dritter Näherung machen sich Abweichungen bemerkbar. Bei Funktionen einer Variablen kann man sich den Sachverhalt leicht anschaulich machen. Jede ungerade Funktion als Kurve dargestellt, geht durch den 0-Punkt und hat dort einen Wendepunkt, d. h. die Krümmung 0 und somit einen linearen Verlauf auch in der 2. Näherung. Analog ergibt sich für das Reibungsgesetz, daß G notwendig eine gerade Funktion und $\dot{S}\sum^m g_{2m}\left(\overset{r}{S}\right)$ daher eine ungerade Funktion sein muß. Es sei hier aber ausdrücklich bemerkt, daß diese Eigenschaften der drei Grundgesetze nur unter den gemachten Einschränkungen I, II und III gelten.

[1] Vgl. das entsprechende Kapital bei den P-Körpern: dort tritt als Relaxationsgesetz das bekannte Maxwellsche auf.

Digitized by Google

der $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$ gültig bleiben. Sind nun alle Funktionen regulär, d. h. in konvergente Potenzreihen entwickelbar, so muß die Beziehung für alle Werte der Variablen gelten, da sie in einen kontinuierlich zusammenhängenden Bereich der Variablen gilt.

In Gleichung (36) haben wir die allgemeinste Relaxationstheorie in den S-Variablen formuliert.

IV. Die Superpositionstheorie der S-Körper.

1. Deformierende Beanspruchung.

Sind zunächst beliebige S-Körper $S_I S_{II} \ldots S_N$ durch ihre mechanischen Zustandsgleichungen gegeben und unterwirft man alle derselben deformatorischen Beanspruchung $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$, setzt also

$$\overset{\nu}{S}_I = \overset{\nu}{S}_{II} = \cdots = \overset{\nu}{S}_N = \overset{\nu}{S}, \tag{37}$$

so folgt durch Addition der Zustandsgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} &- \textstyle\sum_N P_N + \sum_N \sum_n \Phi'_{2n,N}\left(\overset{\nu}{S}\right) \\ &+ \dot{S} \textstyle\sum_N \sum_m g_{2m,N}\left(\overset{\nu}{S}\right) = 0. \end{aligned}\right\} \tag{38}$$

Stellt man andererseits die Zustandsgleichung eines S-Körpers auf, dessen Potential Φ durch die Gleichung:

$$\Phi = \textstyle\sum_N \Phi_N \tag{39}$$

und dessen Leistung der gebundenen Energie $\dot{G}$ durch die Gleichung

$$\dot{G} = \textstyle\sum_N \dot{G}_N \tag{40}$$

gegeben ist, so erhält man als Zustandsgleichung dieses S-Körpers:

$$- P + \sum_N \sum_n \Phi'_{2n,N}\left(\overset{\nu}{S}\right) + \dot{S} \sum_N \sum_m g_{2m,N}\left(\overset{\nu}{S}\right) = 0 \tag{41}$$

und durch Vergleich von (38) mit (41) das Superpositionsprinzip:

$$P = \textstyle\sum_N P_N \text{ oder allgemein: } \overset{\mu}{P} = \sum_N \overset{\mu}{P}_N, \tag{42a}$$

wobei

$$\overset{\nu}{S} = \overset{\nu}{S}_I = \cdots = \overset{\nu}{S}_N \tag{42b}$$

ist.

In Worten: Unterwirft man eine Reihe von S-Körpern der gleichen Deformationsbeanspruchung $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$, so ist die Summe der dabei auftretenden Spannungen stets gleich derjenigen Spannung, welche bei derselben Deformationsbeanspruchung an einem S-Körper auftritt, dessen Zustandsgleichung durch (41) resp. durch (39) und (40) bestimmt ist. Kurz: die dynamischen Beanspruchungen der Körper setzen sich additiv zusammen, wenn die deformierenden Beanspruchungen gleich sind.

Will man dieses allgemeine Superpositionsprinzip speziell auf die zu einem S-Körper gehörigen S_ε-, S_π- sowie $S_{\varepsilon\sigma}$- und $S_{p\sigma}$-Körper anwenden, so muß zunächst der $S_{p\sigma}$-Körper ausgeschieden werden, da für ihn (wegen $\dot{S}_{p\sigma} = 0$) die Deformationsbeanspruchung nicht willkürlich vorgeschrieben werden kann. Nunmehr folgt:

$$\overset{\mu}{P} = \overset{\mu}{P}_\varepsilon + \overset{\mu}{P}_\pi + \overset{\mu}{P}_{\varepsilon\sigma}, \tag{43}$$

wobei $\overset{\nu}{S} = \overset{\nu}{S}_\varepsilon = \overset{\nu}{S}_\pi = \overset{\nu}{S}_{\varepsilon\sigma}$ ist (für μ und ν unabhängig gleich 0, 1, 2 ... ∞).

Man kann hier wegen $P_{p\sigma} = 0$ den Summand $P_{\varepsilon\sigma}$ in (43) fortlassen. Wir haben aber die obige Form bevorzugt, weil sie in den drei Modellkörpern symmetrisch ist. Die Gleichung wird als das spezielle Superpositionsprinzip der S-Körper bezeichnet; es besagt:

Unterwirft man einen S-Körper einer beliebigen deformierenden Beanspruchung $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$ und läßt dieselbe Beanspruchung auf die drei zugehörigen S_ε-, S_π- und $S_{\varepsilon\sigma}$-Körper wirken, so ist die resultierende Spannung des S-Körpers gleich der Summe der Spannungen, welche am S_ε-, S_π- und $S_{\varepsilon\sigma}$-Körper auftreten.

Während das spezielle Superpositionsgesetz zeigt, wie sich die drei Grundgesetze des S-Körpers bei einer allgemeinen deformierenden Beanspruchung $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$ überlagern, setzt das allgemeine Superpositionsgesetz die Gruppeneigenschaft der S-Körper in Evidenz.

2. Dynamische Beanspruchung.

Wesentlich komplizierter gestaltet sich die Superpositionstheorie der S-Körper bei dynamischer Beanspruchung. Schon beim einzelnen S-Körper ist ja bei gegebener dynamischer Beanspruchung $\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$ die deformatorische auch von t explizite abhängig, somit nicht eindeutig berechenbar. Man muß hier vielmehr die Zustandsgleichung über die Zeit integrieren und nach S auflösen, also von der Nachwirkungstheorie Gebrauch machen.

Bei der Superposition mehrerer (beliebig vieler) dynamisch beanspruchter S-Körper erhält man dann eine Superposition mehrerer (beliebig vieler) Nachwirkungsgesetze. Wir gehen hier auf die explizite Theorie nicht ein und verweisen nur darauf, daß ein durch solche Superposition zusammengesetztes Nachwirkungsgesetz im allgemeinen gar nicht zu einem S-Körper gehört.

Man kann daher die Superpositionstheorie der S-Körper bei dynamischen Beanspruchungen umgekehrt auch dazu benutzen, komplizierte Nachwirkungsgesetze von (PS)-Körpern auf einfachere, z. B. der S-Körper, zurückführen[1].

Durch das Superpositionsgesetz ist nunmehr der Kreis der mechanischen Theorien der S-Körper geschlossen.

V. Beispiele einfacher S-Körper.

Einige Beispiele mögen die obigen Darlegungen an den S-Modellkörpern niedrigster Ordnung veranschaulichen.

Der einfachste S-Körper ist 0. Ordnung, in P und S also als ($P_{0,00} S_{0,00}$), kurz S_0-Körper, zu bezeichnen. Seine Zustandsgleichung ergibt sich dementsprechend

[1] Für die S-Körper ist die Rechnung noch nicht durchgeführt, doch hat R. Becker l. c. für einen speziellen Fall die Boltzmannsche Nachwirkungsformel auf analoge Weise ableiten können (vgl. hierzu das entsprechende Kapitel der mechanischen P-Körper).

Digitized by Google

in der Form[1]: $P + \sum_n \Phi'_{2n}(S) = 0$. Der S_0-Körper ist also gleichzeitig ein S_ε-Körper, d. h. ideal reversibel elastisch und hat entsprechend seiner Ordnung 0 keine Relaxation.

Umgekehrt kann man auch jeden ideal elastischen Körper, dessen inneres Potential nur von der Deformation abhängt, als S_0-Körper ansehen.

An dem oben erwähnten S_0-Körper kann der in sich geschlossene Zyklus der Theorien noch nicht dargelegt werden, wohl aber an dem nächst einfachen S-Körper, dem $(P_{0,00} S_{1,01})$, kurz $S_{1,01}$-Körper[2]:

Gegeben sei der $S_{1,01}$-Körper durch seine Zustandsgleichung:

$$-P + \Phi'(S) + \frac{1}{\dot{S}} \dot{G}(S, \dot{S}) = 0$$

oder als Reihenentwicklung geschrieben:

$$-P + \sum_n \Phi'_{2n}(S) + \dot{S} \sum_m g_{2m}(S\dot{S}) = 0.$$

Die Reihenentwicklung für $\Phi' = \sum \Phi'_{2n}(S)$ erhält man aus:

$$\Phi = A_0 + A_2 S^2 + A_4 S^4 + \cdots + A_{2n} S_{2n}$$

und durch Differentation nach S entsprechend (29a)

$$\Phi' = 2A_2 S + 4A_4 S^3 + \cdots + 2n A_{2n} S^{2n-1},$$

so daß

$$\Phi'_{2n}(S) = 2n A_{2n} S^{2n-1}$$

ist.

Berücksichtigt man in der Reihenentwicklung nur das erste Glied, so folgt: $\Phi' = 2A_2 S$. Entwickelt man $\sum_m g_{2m}(S, \dot{S})$ und berücksichtigt wieder nur das erste Glied $g_0(S\dot{S})$, so erhält man eine Konstante B_0. Bezeichnet man nun die Koefizienten $2A_2$, resp. B_0 mit ε, resp. mit π, so erhält man die Zustandsgleichung des einfachsten $S_{1,01}$-Körpers in der Form[3]:

$$P - \varepsilon S - \pi \dot{S} = 0.$$

Die Nachwirkungstheorie ergibt hier:

$$P = \varepsilon S + \pi \dot{S}$$

und somit:

$$\overset{\mu}{P} = \varepsilon \overset{\mu}{S} + \pi \overset{1+\mu}{S}$$

sowie:

$$S = e^{-\frac{\varepsilon}{\pi} t} \left[\int \frac{P}{\pi} e^{\frac{\varepsilon}{\pi} t} dt + \text{konst.} \right]$$

und somit:

$$\overset{\nu}{S} = \frac{d^\nu}{dt^\nu} \left(e^{-\frac{\varepsilon}{\pi} t} \left[\int \frac{P}{\pi} e^{\frac{\varepsilon}{\pi} t} dt + \text{konst.} \right] \right).$$

Die drei Grundgesetze ergeben sich dabei in folgender Form:

Die Relaxationsgesetze:

a) Das S-Relaxationsgesetz:

$$-\dot{S}_{s\sigma} = R(S_{s\sigma}) = \frac{\varepsilon}{\pi} S_{s\sigma},$$

wobei $P_{s\sigma} = 0$ ist.

Die Reihenentwicklung der Relaxationsfunktion R kann also schon nach dem ersten Glied abgebrochen werden, da keine höheren Potenzen von $S_{s\sigma}$ vorkommen. Bezeichnet man den Koeffizienten dieses linearen Gliedes der Relaxationsfunktion mit $\frac{1}{\sigma}$, setzt also: $\sigma = \frac{\pi}{\varepsilon}$, so ergibt sich durch Integration der obigen Gleichung die physikalische Bedeutung dieser Konstanten; es folgt nämlich:

$$S_{s\sigma} = S^{(0)}_{s\sigma} e^{-\frac{t}{\sigma}}$$

bei $P_{s\sigma} = 0$.

σ hat somit die Bedeutung einer Relaxationszeit, d. h. der Zeit, in welcher beim Relaxationsversuch $P_{s\sigma} = 0$ die Deformation $S_{s\sigma}$ auf den $e$ten Teil abgeklungen ist; wir können also das S-Relaxationsgesetz auch in der anschaulicheren Form:

$$-\dot{S}_{s\sigma} = R(S_{s\sigma}) = \frac{S_{s\sigma}}{\sigma}$$

bei $P_{s\sigma} = 0$ schreiben.

b) Das P-Relaxationsgesetz:

$$P_{p\sigma} = P^{(a)}_{p\sigma} = \text{konst.},$$

wobei $\dot{S}_{p\sigma} = 0$, somit $S_{p\sigma} = S^{(a)}_{p\sigma} = \text{konst.}$ ist.

Das Elastizitätsgesetz:

$$P_\varepsilon = \varepsilon S_\varepsilon,$$

wobei $\frac{\dot{S}_\varepsilon}{\frac{S_\varepsilon}{\sigma}} = 0$ ist.

Das Reibungsgesetz:

$$P_\pi = \pi \dot{S}_\pi,$$

wobei $\frac{\frac{S_\pi}{\sigma}}{\dot{S}_\pi} = 0$ ist.

Das S-Relaxationsgesetz stellt ein Analogon zu dem bekannten Maxwellschen dar, das Elastizitäts- resp. Reibungsgesetz ist mit dem Henckyschen resp. Newtonschen identisch.

Die bekannten Idealgesetze der Mechanik deformierbarer Körper ergeben sich hier als diejenigen Gesetze, welche speziell für die einfachsten $S_{1,01}$-Modellkörper Gültigkeit haben.

Aus der Definition von σ als Relaxationszeit folgt hier besonders anschaulich die physikalische Bedeutung von $R\left(\overset{\nu}{S}\right) = \frac{\overset{\nu}{S}}{\sigma}$ als eine fiktive Deformationsgeschwindigkeit, je nachdem nun im Verhältnis zu ihr die wirkliche Deformationsgeschwindigkeit unendlich klein oder unendlich groß ist, gilt entsprechend einem reversiblen Vorgang das Elastizitätsgesetz resp. entsprechend einem irreversiblen Vorgang das Reibungsgesetz.

Die Relaxationstheorie der inneren Reibung.

Die Theorie stellt zwischen den Grundgesetzen oder, was hier dasselbe ist, zwischen den drei Konstanten ε, π und σ eine Beziehung her; es gilt hier wegen

$$R(S) = \frac{S}{\sigma}, \quad \sum \Phi'_{2n}(S) = \varepsilon S \quad \text{und} \quad \sum g_{2m}(S) = \pi,$$

[1] Der dritte Summand in der Zustandsgleichung muß hier identisch gleich 0 sein, da er proportional $\dot{S}$ ist und der Koeffizient von $\dot{S}$ wegen der 0. Ordnung des betrachteten S-Körpers identisch verschwinden muß.

[2] Bei dem $S_{1,01}$-Körper kann definitionsgemäß Φ nur von S und $\dot{G}$ nur von S und $\dot{S}$ abhängig sein; hieraus folgt, daß auch Φ'_{2n} nur von S und g_{2m} nur von S und $\dot{S}$ abhängen kann.

[3] Vgl. hierzu das einleitend erwähnte Gesetz v. Jeffreys.

Digitized by Google

entsprechend der allgemeinen Gleichung (36) ist

$$\frac{S}{\sigma} = \frac{\varepsilon S}{\pi}$$

oder nach π aufgelöst:

$$\pi = \varepsilon \sigma .$$

Maxwell hat für stationäre Strömungen elastischer Flüssigkeiten einen solchen Zusammenhang abgeleitet; wir kommen auf ihn bei der Diskussion der P-Körper zurück. Hier ist der Zusammenhang für den einfachsten $S_{1.01}$-Körper ganz allgemein abgeleitet, wobei noch bemerkt sei, daß dieser S-Körper überhaupt nicht stationär strömen kann.

Die Superpositionstheorie.

Die Theorie ergibt hier wieder:

$$\overset{\mu}{P} = \overset{\mu}{P}_\varepsilon + \overset{\mu}{P}_\pi + \overset{\mu}{P}_{\varepsilon\sigma} \quad \text{für} \quad \overset{\nu}{S} = \overset{\nu}{S}_\varepsilon = \overset{\nu}{S}_\pi = \overset{\nu}{S}_{\varepsilon\sigma}.$$

Setzt man hier aus dem S-Relaxations- resp. Elastizitäts- resp. Reibungsgesetz die Werte für $P_{\varepsilon\sigma}$, P_ε und P_π ein, so erhält man wieder die Zustandsgleichung des $S_{1.01}$-Körpers zurück.

Nachdem nunmehr die Theorie der S-Körper in ihren Umrissen dargelegt und an einem Beispiel erläutert worden ist, können wir versuchen, einen allgemeinen Überblick über die mechanischen Eigenschaften der S-Körper zu gewinnen.

VI. Die allgemeinen mechanischen Eigenschaften der S-Körper.

Zunächst haben wir in der Nachwirkungstheorie der S-Körper ein notwendiges und hinreichendes Erkennungsmerkmal für sie abgeleitet; es lautet:

Bei jedem S-Körper ist die dynamische Beanspruchung $\left(\overset{\mu}{P}\right)$ eindeutig und zeitunabhängig durch die Deformationsbeanspruchung $\left(\overset{\nu}{S}\right)$ gegeben; will man nun feststellen, ob ein vorgegebener Körper als S-Körper angesehen werden kann, so führt man ihn, ausgehend von einer bestimmten Deformationsbeanspruchung $\left(\overset{\nu}{S}_I\right)$, auf einem geschlossenen Weg zu ihr zurück; je nachdem nun der Körper unabhängig vom Weg und für jede beliebig gewählte Ausgangsdeformationsbeanspruchung I nach vollendetem Zyklus die dynamische Beanspruchung (P_I) des Ausgangszustandes zeigt oder nicht, ist er ein S-Körper oder nicht. Die Prüfung wird am besten mit Deformationsschwingungen durchgeführt.

Untersucht man jetzt das mechanische Verhalten des S-Körpers in Abhängigkeit von der Deformationsgeschwindigkeit $\dot{S}$, so folgt:

Im einzelnen hängen die mechanischen Eigenschaften von der Art der mechanischen Beanspruchung, also von dem Doppelverhältnis $\frac{dA}{dt} : \frac{d\Phi}{dt} : \dot{G}$ ab und dieses ist durch $Q_S = \frac{\dot{S}}{R\left(\overset{\nu}{S}\right)}$ bestimmt.

Wie aus dem S-Relaxationsgesetz hervorgeht, hat $R\left(\overset{\nu}{S}\right)$ die Dimension einer Deformationsgeschwindigkeit; man kann also jeder deformierenden Beanspruchung $\dot{S}$ eine fiktive Deformationsgeschwindigkeit $R\left(\overset{\nu}{S}\right)$ zuordnen und die Kennzahl Q der Beanspruchung als Quotient der wirklichen und der genannten fiktiven Deformationsgeschwindigkeit deuten. Da das Verhalten des S-Körpers je nach dem Wert der Kennzahl Q verschieden ist — für $Q = 0$ resp. ∞ resp. -1 verhält sich der S-Körper ideal elastisch resp. ideal plastisch resp. ideal relaxierend —, so müssen die mechanischen Eigenschaften des S-Körpers in Abhängigkeit von Q und damit in Abhängigkeit von der Deformationsgeschwindigkeit studiert werden[1].

a) Für $\dot{S} = 0$

ist $S = S(a) = \text{Konst.}$, $Q_S = 0$ und $\frac{dA}{dt} : \dot{G} = -1 : 1 : 0$; die Beanspruchung $\dot{S} = 0$ ist also reversibel und es gilt demnach das Elastizitätsgesetz (34a), das sich hier zu der Formel

$$P_\varepsilon = \sum_n \frac{S_i^{2n+1}(a)}{\gamma_{2n+1}} = P_\varepsilon(a) = \text{Konst.} \qquad (44)$$

vereinfacht.

In Worten: Bei statischer (unendlich langsamer) Deformationsbeanspruchung ($\dot{S} = 0$, $S = S_a$) erscheint jeder S-Körper ideal elastisch; er hat ein konstantes inneres Potential $\Phi = \Phi_a$ und eine konstante Spannung $P = P_a$; es tritt also dabei keine Relaxation auf.

b) Für $\dot{S} = \infty$.

Hier ist $Q = \infty$ und $\frac{dA}{dt} : \frac{d\Phi}{dt} : \dot{G} = -1 : 0 : 1$; die Beanspruchung $\dot{S} = \infty$ ist also irreversibel plastisch und es gilt das Reibungsgesetz (35a), das sich für den $S_{1,00}$-Körper zum Newtonschen Reibungsansatz vereinfacht; für den allgemeinen S-Körper ist es komplizierter und muß fallsweise durch den Grenzübergang $\lim \dot{S} = \infty$ aus (35a) berechnet werden.

In Worten: Bei ∞ rascher Deformationsbeanspruchung ($\dot{S} = \infty$) verhält sich jeder S-Körper vollständig irreversibel plastisch und gehorcht einem Reibungsgesetz (35a).

c) Für $-\infty \leqq \dot{S} \leqq +\infty$.

Läßt man die Deformationsgeschwindigkeit von 0 bis ∞ wachsen, so muß man zur Beurteilung des mechanischen Verhaltens wieder das Doppelverhältnis $\frac{dA}{dt} : \frac{d\Phi}{dt} : \dot{G}$ berechnen; dieses ist aber nicht durch $\dot{S}$, sondern durch $Q_S = \frac{\dot{S}}{R\left(\overset{\nu}{S}\right)}$ bestimmt; es kommt also darauf an, ob das reelle $\dot{S}$ gegenüber der fiktiven Deformationsgeschwindigkeit $R\left(\overset{\nu}{S}\right)$ klein oder groß ist; im ersten Fall nähert man sich im Grenzwert dem Fall a), im zweiten dem Fall b). Ist schließlich $\dot{S} = R\left(\overset{\nu}{S}\right)$, so wird $\frac{dA}{dt} : \frac{d\Phi}{dt} : \dot{G} = 0 : -1 : 1$, d. h. es gilt hier das Relaxationsgesetz.

Am deutlichsten tritt dies wieder bei Untersuchung mit zyklischen Deformationsbeanspruchungen, z. B. mit Deformationsschwingungen, zutage; mit abnehmender Frequenz verschwindet c. p. der Quotient $\dot{G} : \frac{d\Phi}{dt}$ und

[1] Es ist hier nur der Fall eines endlichen σ diskutiert; die Grenzfälle $\sigma = 0$ und $\sigma = \infty$ bedürfen einer besonderen Diskussion, die jedoch für die hier dargelegte allgemeine Theorie von untergeordneter Bedeutung sind.

Digitized by Google

damit verschwindet auch die irreversible Wärmetönung und die Dämpfung. Mit wachsender Frequenz nimmt der genannte Quotient zu und damit tritt in steigendem Maße Dämpfung in Erscheinung.

Besonders hervorzuheben ist hier, daß für die Reversibilität resp. Irreversibilität einer Deformationsbeanspruchung nicht die Größe der Deformation, sondern die Größe der Deformationsgeschwindigkeit von ausschlaggebender Bedeutung ist. Beim Auftreten der irreversiblen Leistung handelt es sich beim S-Körper also keineswegs um ein Überschreiten einer für die Deformation bestehenden Elastizitätsgrenze, sondern der allgemeine S-Körper zeigt innerhalb des Deformationsgebietes, in welchem er sich bei statischer Beanspruchung ideal elastisch erweist, bei deformierender Beanspruchung mit endlicher Deformationsgeschwindigkeit eine irreversible Leistung $\dot{G}$ und damit eine Dämpfung und irreversible Wärmeabgabe.

D. Die reine Deformationsmechanik der P-Körper.

Ableitung der Zustandsgleichung der P-Körper.

Die mechanische Zustandsgleichung der P-Körper lautet definitionsgemäß zunächst folgendermaßen:

$$-P\dot{S}+\frac{d\,\Phi\left(\overset{\mu}{P}\right)}{dt}+\dot{G}\left(\overset{\mu}{P}\right)=0, \tag{50}$$

oder ausführlicher geschrieben:

$$-P\dot{S}+\sum\nolimits_n \frac{d\,\varphi_{2n}\left(\overset{\mu}{P}\right)}{dt}+\sum\nolimits_m \dot{G}_{2m}\left(\overset{\mu}{P}\right)=0.$$

Die weitere Diskussion führen wir analog wie bei den S-Körpern und benutzen die dort gewonnenen Ergebnisse; wir können so eine Reihe von Beweisführungen hier weglassen und deuten durch einen beigefügten * an, daß die Beweisführung für die P-Körper analog ist. Wir bemerken dabei aber ausdrücklich, daß nur in ganz bestimmten Punkten eine Analogie zwischen P- und S-Körpern besteht, während in anderen Punkten vollkommen gegensätzliches Verhalten besteht.

Bei Vertauschung der dynamischen Variablen mit den deformierenden geht auch keineswegs die Zustandsgleichung der S-Körper in die der P-Körper über, da schon der erste Summand bei Vertauschung von P und S nicht wieder $P\dot{S}$, sondern $S\dot{P}$ ergibt. Es muß daher die Deformationsmechanik der P-Körper explizite dargelegt werden.

Aus der Regularität der P-Körper folgt unter Berücksichtigung des zweiten Hauptsatzes* aus (50):

$$-P\dot{S}+P\dot{P}\sum\nolimits_n \varphi_{2n}\left(\overset{\mu}{P}\right)+P^2\sum\nolimits_m \psi_{2m}\left(\overset{\mu}{P}\right)=0, \tag{51}$$

wobei

$$\varphi_{2n}=\sum\nolimits_{\mu}\frac{\delta\,\Phi_{2n}}{\delta\overset{\mu}{P}}\cdot\frac{\overset{\mu+1}{P}}{P\dot{P}}$$

und

$$\psi_{2m}=\sum\nolimits_m\frac{\dot{G}_{2m}}{P^2}$$

ist und nach Division durch P die vereinfachte Form:

$$-\dot{S}+P\sum\nolimits_n \varphi_{2n}\left(\overset{\mu}{P}\right)+P\sum\nolimits_m \psi_{2m}\left(\overset{\mu}{P}\right)=0. \tag{52}$$

I. Die allgemeine Nachwirkungstheorie der P-Körper.

1. Dynamische Beanspruchung.

Bei Wahl der $\left(P\ldots\overset{\mu}{P}\right)$ als unabhängige Veränderliche haben wir hier die $\left(S\ldots\overset{\nu}{S}\right)$ zu berechnen. Aus (52) folgt:

$$S-S_0=\int_0^t\left[\dot{P}\sum\nolimits_n\varphi_{2n}\left(\overset{\mu}{P}\right)+P\sum\nolimits_m\psi_{2m}\left(\overset{\mu}{P}\right)\right]dt \tag{53}$$

und

$$\overset{\nu}{S}=\frac{d^{\nu-1}}{dt^{\nu-1}}\left[P\sum\nolimits_n\varphi_{2n}\left(\overset{\mu}{P}\right)+P\sum\nolimits_m\psi_{2m}\left(\overset{\mu}{P}\right)\right] \tag{54}$$

für $\nu=1,2,\cdots\nu\cdots\infty$.

Hierdurch ist die gestellte Aufgabe grundsätzlich gelöst. In Worten ergibt sich der Satz:

Die deformierende Beanspruchung ist bis auf eine Integrationskonstante S_0 zeitunabhängig und nachwirkungsfrei durch die dynamische Beanspruchung entsprechend (56) und (57), die Integrationskonstante selbst ist durch das S-Nachwirkungsgesetz bestimmt.

Läßt man also einen P-Körper Kreisprozesse in den dynamischen Variablen durchlaufen, so ist nach vollendetem Zyklus $\overset{\nu}{S}$ für $\nu=1,2\ldots\nu\ldots\infty$ unabhängig vom Weg immer gleich den Ausgangswerten der $\overset{\nu}{S}$. Der Wert von S jedoch braucht nicht mit dem Ausgangswert übereinzustimmen, sondern kann sich von ihm durch eine additive, vom Weg abhängige Konstante (Integrationskonstante) S_0 unterscheiden.

2. Deformierende Beanspruchung des P-Körpers.

Hier sind die $\left(S\ldots\overset{\nu}{S}\right)$ als unabhängige Variable gegeben, und es ist das zugehörige Wertsystem der $\left(P\ldots\overset{a}{P}\right)$ zu berechnen.

Diese Aufgabe ist nicht eindeutig lösbar, vielmehr sind die $\left(P\ldots\overset{\mu}{P}\right)$ nur zeitabhängig, also mit Nachwirkung durch die $\left(S\ldots\overset{\nu}{S}\right)$ darstellbar.

Für die einfachste deformierende Beanspruchung, die statische ($S=S_a$; $\overset{1+\nu}{S}=0$ für $\nu=0,1,2\ldots\infty$) folgt entsprechend dem Nachwirkungsgesetz:

$$\dot{P}\sum\varphi_{2n}\left(\overset{\mu}{P}\right)+P\sum\nolimits_m\psi_{2m}\left(\overset{\mu}{P}\right)=0 \tag{55}$$

für $S=S_a=$ konst.

Durch Integration kann man hier P als Funktion der Zeit berechnen und dann durch Differenziation das ganze zugehörige Wertsystem des $\left(P\ldots\overset{\mu}{P}\right)$ als Funktion der Zeit berechnen.

Die Berechnung des Wertsystems $\left(P\ldots\overset{\mu}{P}\right)$, welches zu einer beliebigen allgemeinen deformierenden Beanspruchung $\left(S\ldots\overset{\nu}{S}\right)$ gehört, hat analog zu erfolgen.

Wir übergehen hier die sehr komplizierte explizite Durchrechnung und heben nur wieder den Unterschied der deformierenden gegenüber der dynamischen Beanspruchung eines P-Körpers durch die folgende Feststellung hervor.

Digitized by Google

Unterwirft man einen P-Körper zyklischen deformierenden Beanspruchungen, so stellt sich nach Vollendung eines Zyklus keineswegs wieder die ursprüngliche dynamische Beanspruchung ein, sondern eine andere, die grundsätzlich explicite zeitabhängig ist.

Ein Beispiel möge den Unterschied zwischen dynamischen und deformierenden Beanspruchungen eines P-Körpers klarmachen. Gegeben sei ein spezieller P-Körper (der einfachste $P_{1,\infty}$-Körper) durch seine Zustandsgleichung

$$\dot{S} - \frac{\dot{P}}{\gamma} - \frac{P}{\eta} = 0.$$

Unterwirft man ihn einer stationären dynamischen Beanspruchung $P = P_a = \text{konst.}$, so ist wegen $\dot{P} = 0$ $\dot{S} = \frac{P_a}{\eta}$, also gleichfalls konstant: d. h. bei stationärer dynamischer Beanspruchung besteht eine konstante Deformationsgeschwindigkeit (stationäre Strömung).

Unterwirft man jedoch denselben P-Körper einer deformierenden Beanspruchung mit konstanter Deformationsgeschwindigkeit $\dot{S} = \dot{S}_a = \text{konst.}$, so folgt aus der Zustandsgleichung eine Differentialgleichung für P, die integriert

$$P = \eta \dot{S}_a + Ce^{-\frac{\gamma}{\eta}t}$$

ergibt; bei konstanter Deformationsgeschwindigkeit besteht also zunächst eine in P instationäre Strömung, die exponential mit der Zeit zu einer in P stationären Strömung abklingt.

Um von der allgemeinen Nachwirkungstheorie zu den Grundgesetzen der drei Spezialgebiete überzugehen, muß man wieder eine Klassifizierung der Beanspruchungen nach dem Wert des Doppelverhältnisses $\frac{dA}{dt} : \frac{d\Phi}{dt} : \dot{G}$ vornehmen*.

Für die P-Körper ergibt sich dabei unter Berücksichtigung von (52)

$$\frac{dA}{dt} : \frac{d\Phi}{dt} : \dot{G} = \left(-1 - \frac{R\left(\overset{\mu}{P}\right)}{\dot{P}}\right) : 1 : \frac{R\left(\overset{\mu}{P}\right)}{\dot{P}},$$

wobei zur Abkürzung

$$\frac{P\sum_m \psi_{2m}\left(\overset{\mu}{P}\right)}{\sum_n \varphi_{2n}\left(\overset{\mu}{P}\right)} = R\left(\overset{\mu}{P}\right)$$

gesetzt wird.

Das genannte Doppelverhältnis ist also hier quantitativ durch eine einzige Zahl $Q_P = \frac{\dot{P}}{R\left(\overset{\mu}{P}\right)}$ bestimmt und die mechanische Beanspruchung ist ideal elastisch resp. ideal plastisch resp. ideal relaxierend, je nachdem $Q_P = 0$ resp. ∞ resp. -1 ist; in diesen Fällen gilt das nachfolgend abgeleitete Elastizitäts- resp. Reibungs- resp. Relaxationsgesetz[1].

Ist demnach eine bestimmte dynamische Beanspruchung $\left(\overset{\mu}{P}\right)$ eines P-Körpers gegeben, so läßt sich Q_P entsprechend den obigen Gleichungen berechnen und damit die Beanspruchung kennzeichnen; hingegen kann man eine gegebene deformierende Beanspruchung $\left(\overset{\nu}{S}\right)$ eines P-Körpers überhaupt nicht zeitunabhängig kennzeichnen*.

[1] Hier ist besonders zu beachten, daß Q_P ebenso wie Q_S als Quotient aus einer reeellen und einer fiktiven Geschwindigkeit definiert ist; während aber bei Q_S die reelle Deformationsgeschwindigkeit S im Zähler und die fiktive $R\left(\overset{\nu}{S}\right)$ im Nenner steht, ist es bei Q_P umgekehrt und es steht die reelle Spannungsgeschwindigkeit $\dot{P}$ im Nenner und die fiktive $R\left(\overset{\mu}{P}\right)$ im Zähler.

II. Die drei Grundgesetze der P-Körper.

(Elastizitäts-, Reibungs-, Relaxationstheorie.)

Aus der Zustandsgleichung entnehmen wir* [Zustandsgleichung (52)]:

Die Relaxationsgesetze.

a) Das P-Relaxationsgesetz:

$$\dot{P}_{p\sigma}\sum_n \varphi_{2n}\left(\overset{\mu}{P}_{p\sigma}\right) + P_{p\sigma}\sum_m \psi_{2m}\left(\overset{\mu}{P}_{p\sigma}\right) = 0 \quad (56a)$$

oder nach $\dot{P}_{p\sigma}$ aufgelöst:

$$-\dot{P}_{p\sigma} = \frac{P_{p\sigma}\sum_m \psi_{2m}\left(\overset{\mu}{P}_{p\sigma}\right)}{\sum_n \varphi_{2n}\left(\overset{\mu}{P}_{p\sigma}\right)} = R\left(\overset{\mu}{P}_{p\sigma}\right),$$

wobei

$$\dot{S}_{p\sigma} = 0 \quad \text{somit} \quad S_{p\sigma} = S^{(a)}_{p\sigma} = \text{konst.} \quad (56b)$$

ist.

b) Das S-Relaxationsgesetz:

$$\dot{S}_{s\sigma} = 0 \quad (57a)$$

oder integriert:

$$S_{s\sigma} = S^{(a)}_{s\sigma} = \text{konst.},$$

wobei

$$P_{s\sigma} = 0 \quad (57b)$$

ist.

Das Elastizitätsgesetz:

$$\dot{S}_\varepsilon = \dot{P}_\varepsilon \sum_n \varphi_{2n}\left(\overset{\mu}{P}_\varepsilon\right), \quad (58a)$$

wobei

$$\frac{R(P_\varepsilon)}{\dot{P}_\varepsilon} = 0 \quad (58b)$$

ist.

Das Reibungsgesetz:

$$\dot{S}_\pi = P_\pi \sum_m \psi_{2m}\left(\overset{\mu}{P}_\pi\right), \quad (59a)$$

wobei

$$\frac{\dot{P}_\pi}{R\left(\overset{\mu}{P}_\pi\right)} = 0 \quad (59b)$$

ist.

Die zugehörigen Theorien ergeben sich aus den drei Grundgesetzen wieder durch Auflösung nach den dynamischen resp. nach den deformierenden Variablen.

1. Kleine dynamische Beanspruchungen.

Für hinlänglich kleine dynamische Beanspruchungen, d. h. für hinlänglich kleine $\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$ sind die Gesetze in erster und zweiter Näherung als Linearformen der $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$ darstellbar; sie weisen also erst in dritter Näherung Abweichungen vom linearen Verhalten auf*.

Berücksichtigt man in diesen Linearformen wieder nur jeweils das erste Glied, also den niedrigsten Differentialquotienten, so erhält man wieder die bekannten linearen Grundgesetze, diesmal in der Form:

Henckysches Elastizitätsgesetz: $\dot{S}_\varepsilon = \frac{\dot{P}_\varepsilon}{\gamma}$,

oder integriert: $S_\varepsilon - S^{(0)}_\varepsilon = \frac{P_\varepsilon}{\gamma}$,

Digitized by Google

Newtonsches Reibungsgesetz: $S_\pi = \frac{P_\pi}{\eta}$,

Maxwellsches Relaxationsgesetz: $\dot{P}_{p\sigma} = \frac{P_{p\sigma}}{\tau}$,

oder integriert: $P_{p\sigma} = P_{p\sigma}(0)\, e^{-\frac{t}{\tau}}$.

2. Kleine deformierende Beanspruchungen.

Hier gilt das Analoge wie oben; nur sind die Gesetze entsprechend der Ordnung der Differentialgleichung komplizierter.

Damit ist für die P-Körper der Gültigkeitsbereich der bekannten linearen Grundgesetze abgegrenzt. Dabei zeigt sich auch, daß sie unter den gegebenen Einschränkungen sowohl für die S- als auch für die P-Körper gültig sind.

Wir schließen dieses Kapitel mit einigen allgemeinen Bemerkungen über die drei Grundgesetze der P-Körper ab.

Das Elastizitätsgesetz der P-Körper (58a) stellt eine Verallgemeinerung des Henckyschen Ansatzes dar; bemerkenswert ist, daß (58a) nur die Differentialquotienten, nicht aber die Variabeln P und S selbst miteinander verknüpft; in der integrierten Form ist die Unbestimmtheit charakteristisch, die durch das Auftreten der Integrationskonstanten $S_\varepsilon(0)$ dargestellt ist. Diese Konstante ist durch das Integral so definiert, daß für $P_\varepsilon = 0$ die Gleichung $S = S_\varepsilon^{(0)}$ gilt; sie ist also mit der Deformation identisch, welche der Körper bei der Spannung 0 zeigt. Bei allen reversiblen Beanspruchungen des P-Körpers bleibt $S_\varepsilon^{(0)}$ ungeändert, bei irreversiblen jedoch wird es explizite von der Zeit abhängig[1].

Schreibt man das Elastizitätsgesetz in der Differentialform, so ist es von dieser Unbestimmtheit befreit; so daß die elastische Deformationsgeschwindigkeit sowie deren beliebige zeitliche Differentialquotienten unabhängig von der Vorgeschichte, also eindeutig, durch die dynamische Beanspruchung bestimmt sind und bei zyklischen dynamischen Beanspruchungen nach jedem vollendeten Zyklus zum Ausgangspunkt zurückkehren. Die Unbestimmtheit des Elastizitätsgesetzes beschränkt sich also bei dynamischen Beanspruchungen lediglich auf die Deformation selbst.

Das Reibungsgesetz der P-Körper läßt sich als eine einfache Verallgemeinerung des linearen Newtonschen Reibungsansatzes auffassen, derart, daß hier die Deformationsgeschwindigkeit $\dot{S}$ für den allgemeinen P-Körper als Potenzzeichenentwicklung der $\left(\overset{\mu}{P}\right)$ dargestellt ist und der Newtonsche Ansatz nur das erste (lineare) Glied der Reihe berücksichtigt.

Das Relaxationsgesetz der P-Körper muß wieder in seinen beiden Teilen getrennt diskutiert werden. Das P-Relaxationsgesetz ist für die deformierende Beanspruchung $S = S_a$ gültig und besagt, daß der P-Körper im allgemeinen auch bei konstant gehaltener Deformation relaxiert, d. h. seinen Gehalt an freier Energie und damit im allgemeinen auch seine Spannung verliert. Je nachdem, ob die Relaxationsfunktion von 0. oder höherer Ordnung ist, wird dieser zeitliche Abfall der freien Energie und der Spannung von der Vorgeschichte unabhängig oder abhängig sein.

Ein Beispiel soll dies erläutern: Wir denken uns einen P-Körper auf den Deformationszustand $S = S_I$ gebracht, dann festgehalten (etwa durch starre Wände) und in diesem festgehaltenen Deformationszustand P als Funktion der Zeit gemessen.

Tragen wir die Meßergebnisse in ein Koordinatensystem ein, dessen Abszisse die Zeit und dessen Ordinate die Spannung P ist, so erhält man die zu I gehörige Relaxationskurve I, kurz R_I-Kurve genannt. Denselben Versuch denken wir uns dann für alle anderen Deformationszustände II, III wiederholt. Aus diesem Versuchsmaterial gewinnt man das für den untersuchten Körper gültige Relaxationsgesetz, indem man einen zeitunabhängigen Zusammenhang zwischen den P-Variabeln sucht, also die Zeit eliminiert. Dies geschieht folgendermaßen:

Man kann aus jeder R-Kurve ein für sie gültiges zeitunabhängiges Gesetz, das R-Gesetz dieser R-Kurve, dadurch ableiten, daß man die Gleichung der Kurve $P(t)$ nach der Zeit differenziert und dann die Zeit zwischen den Funktionen $P(t)$ und $\dot{P}(t)$ eliminiert.

Für jede einzelne R-Kurve ergibt sich so ein R-Gesetz von der Form:

$$\dot{P} = R_N(P).$$

Sind für alle Deformationszustände die so ermittelten Funktionen R_N untereinander identisch, so daß $R_I = R_{II} = \cdots R_N = R$ ist, so ist $\dot{P} = R(P)$ das gesuchte Relaxationsgesetz. Hier ist die Relaxationsfunktion 0. Ordnung und dementsprechend ist der Spannungsabfall $\dot{P}$ und damit auch die höheren Differentialquotienten von P allein durch die Spannung P bestimmt unabhängig von der Vorgeschichte, durch welche P erzeugt wurde.

Stimmen hingegen die einzelnen Funktionen R_N nicht miteinander überein, so muß man durch entsprechend oft wiederholte Differentiation nach der Zeit die höheren Differentialquotienten von P einführen und mit ihrer Hilfe die Zeit eliminieren.

Sind die Experimente nun wirklich an einem regulären P-Körper durchgeführt worden, so muß das Eliminationsverfahren zu einem Abschluß führen, so daß schließlich im allgemeinsten Fall ein Relaxationsgesetz von der Form

$$\dot{P} = R\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$$

resultiert, wobei für R eine konvergente Reihenentwicklung gilt. Hier ist dann der Spannungsabfall P nicht nur von der Spannung P, sondern auch von der Vorgeschichte, d. h. von den höheren Differentialquotienten von P abhängig.

Das S-Relaxationsgesetz besagt, daß für $P_{s\sigma} = 0$ $\dot{S}_{s\sigma} = 0$, also $S_{s\sigma} =$ konstant ist, also keine Relaxation eintritt.

III. Die Relaxationstheorie der inneren Reibung.

Denken wir uns die drei Grundgesetze zunächst wieder unabhängig voneinander experimentell bestimmt,

[1] $S_\varepsilon^{(0)}$ ist nur bezüglich P als Konstante definiert; ihr Wert kann also grundsätzlich von anderen Varianten, wie z. B. der Zeit, noch abhängen.

Digitized by Google

so läßt sich aus je zweien das dritte berechnen. Es gilt hier die Gleichung*:

$$R\left(\overset{\mu}{P}\right) = \frac{P\sum_m \psi_{2m}\left(\overset{\mu}{P}\right)}{\sum_n \varphi_{2n}\left(\overset{\mu}{P}\right)}. \tag{60}$$

Die Gleichung stellt die allgemeinste Relaxationstheorie der P-Körper dar. Für den einfachsten Fall eines $P_{1,\infty}$-Körpers lassen sich hieraus die Formeln explizite angeben, welche gestatten, aus den Koeffizienten je zweier Gesetze die des dritten zu berechnen[1].

IV. Die Superpositionstheorie der P-Körper.

1. Dynamische Beanspruchung.

Sind zunächst beliebige P-Körper P_I P_{II} ... P_N durch ihre mechanischen Zustandsgleichungen gegeben und unterwirft man dann alle derselben dynamischen Beanspruchung

$\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$, setzt also $\overset{\mu}{P}_I = \overset{\mu}{P}_{II} = \cdots \overset{\mu}{P}_N = \overset{\mu}{P}$,

so folgt durch Addition der Zustandsgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} &-\sum_N \dot{S}_N + \sum_N \dot{P}\sum_n \varphi_{2n}\left(\overset{\mu}{P}\right) \\ &+\sum_N P\sum_m \psi_{2m}\left(\overset{\mu}{P}\right) = 0. \end{aligned}\right\} \tag{61}$$

Stellt man andererseits die Zustandsgleichung eines P-Körpers auf, dessen Potential Φ durch die Gleichung

$$\Phi = \sum_N \Phi_N \tag{62}$$

und dessen Leistung der gebundenen Energie $\dot{G}$ durch

$$\dot{G} = \sum_N \dot{G}_N \tag{63}$$

gegeben ist, so erhält man als Zustandsgleichung dieses P-Körpers:

$$\dot{S} + \dot{P}\sum_N\sum_n \varphi_{2n}\left(\overset{\mu}{P}\right) + P\sum_N\sum_m \psi_{2m}\left(\overset{\mu}{P}\right) = 0 \tag{64}$$

und durch Vergleich von (61) und (64) das allgemeine Superpositionsgesetz der P-Körper:

$$\dot{S} = \sum_N \dot{S}_N \tag{65a}$$

oder allgemein:

$$\overset{1+\nu}{S} = \sum_N \overset{1+\nu}{S}_N,$$

wobei

$$P_I = P_{II} = \ldots P_N = P \tag{65b}$$

ist.

In Worten: Unterwirft man eine Reihe von P-Körpern derselben dynamischen Beanspruchung $\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$, so ist die Summe der dabei auftretenden Deformationsgeschwindigkeiten[2] gleich derjenigen Deformationsgeschwindigkeit, welche bei derselben dynamischen Beanspruchung in einem P-Körper auftritt, dessen Zustandsgleichung durch (61) resp. durch (62) und (63) gegeben ist; in gleicher Weise sind auch die Deformationsbeschleunigungen und die höheren zeitlichen Differentialquotienten additiv.

Dieses allgemeine Superpositionsgesetz läßt sich speziell wieder auf die zu einem P-Körper zugehörigen P-, P_ε-, P_π- und P_σ-Körper anwenden und ergibt hier*:

$$\overset{1+\nu}{S} = \overset{1+\nu}{S}_\varepsilon + \overset{1+\nu}{S}_\pi + \overset{1+\nu}{S}_{p\sigma} \tag{66a}$$

wobei

$$P_\varepsilon = P_\pi = P_{p\sigma} = P \text{ ist.} \tag{66b}$$

ist. $\overset{1+\nu}{S}_{p\sigma} = 0$ ist, kann dieser Summand auch weggelassen werden; er ist auch hier nur aus Symmetriegründen aufgeführt.

In Worten: Unterwirft man einen P-Körper einer beliebigen dynamischen Beanspruchung $\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$ und läßt dieselbe Beanspruchung auf die zugehörigen $P_\varepsilon \ldots P_\pi$- und $P_{p\sigma}$-Körper wirken, so ist die resultierende Deformationsgeschwindigkeit (resp. ihre zeitlichen Differentialquotienten) gleich der Summe der Deformationsgeschwindigkeiten, resp. ihrer zeitlichen Differentialquotienten), welche an den P_ε-, P_π- und $P_{p\sigma}$-Körpern auftreten.

Während das spezielle Superpositionsgesetz zeigt, wie sich die drei Grundgesetze bei einer allgemeinen Beanspruchung überlagern, setzt das allgemeine Superpositionsgesetz der P-Körper ihre Gruppeneigenschaft in Evidenz.

2. Deformierende Beanspruchung.

Hier ist die Superpositionstheorie wieder entsprechend der Ordnung der Zustandsgleichung verwickelter.

Schon beim einzelnen P-Körper ist ja bei gegebener deformierender Beanspruchung $\left(S \ldots \overset{\nu}{S}\right)$ die zugehörige dynamische nicht eindeutig bestimmt, sondern es sind die zugehörigen $\left(P \ldots \overset{\mu}{P}\right)$ im allgemeinen Funktionen der Zeit t. Man muß hier wieder von der Nachwirkungstheorie Gebrauch machen und die Zustandsgleichung durch entsprechende Integration nach P auflösen.

Bei der Superposition mehrerer deformierend beanspruchter P-Körper erhält man dann eine Superposition mehrerer Nachwirkungsgesetze. Das durch Superposition einer unendlichen Reihe von Nachwirkungsgesetzen von P-Körpern berechnete Nachwirkungsgesetz kann im allgemeinen gar nicht mehr als Nachwirkungsgesetz eines P-Körpers gedeutet werden, es ist vielmehr einem allgemeineren (PS)-Körper zugeordnet. In diesem Sinn läßt sich eine Arbeit von R. Becker[1] deuten, welcher zeigt, daß man die Boltzmannschen Nachwirkungsformeln dadurch ableiten kann, daß man eine unendliche Reihe von in gleicher Weise deformatorisch beanspruchten P-Körpern superponiert; die dort betrachteten P-Körper gehorchen alle demselben linearen (Henckyschen) Elastizitätsgesetz und linearen (Newtonschen) Reibungsgesetzen, die sich nur im Zahlenwert der Reibungskonstanten unterscheiden. Das Boltzmannsche Nachwirkungsgesetz selbst kann aber nicht mehr als Nachwirkungsgesetz eines P-Körpers aufgefaßt werden[2].

Durch die Superpositionstheorie der P-Körper ist grundsätzlich wieder der Kreis der mechanischen Theorien geschlossen; ein Beispiel möge die obigen Darlegungen

---

[1] Vgl. hierzu das Beispiel des $P_{1,\infty}$-Körpers, dessen Mechanik am Schluß des Kapitels zusammengestellt ist.

[2] Das Superpositionsgesetz gilt nur für die Differentialquotienten der Deformation: für diese selbst jedoch nur unter Berücksichtigung der Integrationskonstanten S_0.

[1] Z. Phys. Bd. 30, S. 185. 1925.

[2] Für P = konst. muß jeder P-Körper stationär strömen, ein dem Boltzmannschen Gesetz gehorchender Körper jedoch keineswegs.

Digitized by Google

am P-Modellkörper niedrigster Ordnung veranschaulichen für welchen die ganze Theorie explizite durchgerechnet werden kann.

V. Beispiele einfacher P-Körper.

Der P-Körper niederster Ordnung ist der $S_{1,00}\ P_{0,00}$, kurz P_0-Körper[1].

Seine Zustandsgleichung lautet:

$$-\dot{S} + \dot{P}\sum\varphi_{2n}(P) + P\sum\psi_{2m}(P) = 0\,. \tag{67}$$

Die Nachwirkungstheorie ergibt hier:

$$(S - S_0) = \int_0^t dt\left[\dot{P}\sum\varphi_{2n}(P) + P\sum\psi_{2m}(P)\right] \tag{68a}$$

und somit:

$$\overset{1+\nu}{S} = \frac{d^\nu}{dt^\nu}\left[\dot{P}\sum\varphi_{2n}(P) + P\sum\psi_{2m}(P)\right] \tag{68b}$$

sowie[2]:

$$P = e^{-\frac{\psi_0}{\varphi_0}t}\left[\int\frac{\dot{S}}{\varphi_0}e^{\frac{\psi_0}{\varphi_0}t}\,dt + \text{konst.}\right] + \ldots \tag{69a}$$

und somit:

$$\overset{\mu}{P} = \frac{d^\mu}{dt^\mu}\left(e^{-\frac{\psi_0}{\varphi_0}t}\left[\int\frac{\dot{S}}{\varphi_0}e^{\frac{\psi_0}{\varphi_0}t}\,dt + \text{konst.}\right]\right) + \ldots. \tag{69b}$$

Die drei Grundgesetze ergeben sich dabei in der Form:

1. Die Relaxationsgesetze.

a) Das P-Relaxationsgesetz:

$$-\dot{P}_{p\sigma} = \frac{P_{p\sigma}\sum\psi_{2m}(P_{p\sigma})}{\sum\varphi_{2n}(P_{p\sigma})}, \tag{70a}$$

wobei

$$\dot{S}_{p\sigma} = 0 \tag{70b}$$

ist.

Entwickelt man (70) in eine Potenzreihe und bezeichnet die Koeffizienten mit $\frac{1}{\tau_{2r+1}}$, so folgt (da ja gerade Potenzen nicht auftreten können):

$$-\dot{P}_{p\sigma} = r\sum_0^\infty\frac{P_{p\sigma}^{2r+1}}{\tau_{2r+1}} \tag{71a}$$

oder integriert[3]:

$$P_{p\sigma} = P_{p\sigma}^{(0)}e^{-\frac{t}{\tau}} + \ldots. \tag{71b}$$

b) Das S-Relaxationsgesetz:

$$\dot{S}_{s\sigma} = 0\,, \tag{72a}$$

wobei

$$P_{s\sigma} = 0 \tag{72b}$$

ist, oder integriert:

$$S_{s\sigma} - S_{s\sigma}^{(0)} = 0\,,$$

wobei $P_{s\sigma} = 0$ ist.

2. Das Elastizitätsgesetz.

$$\dot{S}_\varepsilon = \dot{P}_\varepsilon\sum\varphi_{2n}(P_\varepsilon)\,, \tag{73a}$$

wobei

$$\frac{R(P_\varepsilon)}{\dot{P}_\varepsilon} = 0 \tag{73b}$$

ist.

(73a) stellt S_ε als Produkt aus $\dot{P}_\varepsilon$ und einer Potenzreihe dar, welche man gliedweise integrieren kann; dabei erhält man $[S_\varepsilon - S_\varepsilon(0)]$ dargestellt als Potenzreihe nach P_ε allein, wobei nur ungerade Potenzen von P_ε auftreten können.

Bezeichnet man nun die Koeffizienten dieser integrierten Reihenentwicklung mit $\frac{1}{\gamma_{2n+1}}$, so folgt:

$$S_\varepsilon - S_\varepsilon^{(0)} = \sum_n\frac{P_\varepsilon^{2n+1}}{\gamma_{2n+1}}\,. \tag{74}$$

3. Das Reibungsgesetz:

$$\dot{S}_\pi = P_\pi\sum\psi_{2m}(P_\pi)\,, \tag{75a}$$

wobei

$$\frac{\dot{P}_\pi}{R(P_\pi)} = 0 \tag{75b}$$

ist.

(75a) stellt $\dot{S}_\pi$ als eine Potenzreihe dar, in welcher gleichfalls nur ungerade Potenzen vorkommen können: bezeichnet man die Koeffizienten mit $\frac{1}{\eta_{2m+1}}$, so folgt:

$$\dot{S}_\pi = \sum_m\frac{P_\pi^{2m+1}}{\eta_{2m+1}}\,. \tag{76}$$

Die Relaxationstheorie der inneren Reibung.

Diese Theorie stellt zwischen den drei Grundgesetzen resp. zwischen ihren Konstanten den Zusammenhang her, derart, daß man aus je zweien das dritte berechnen kann.

Entsprechend (56a) folgt hier:

$$\sum_r\frac{P^{2r+1}}{\tau_{2r+1}} = \frac{\sum_m\frac{P^{2m+1}}{\eta_{2m+1}}}{\sum_n\frac{P^{2n+1}}{\gamma_{2n+1}}}\,.$$

Multipliziert man beide Seiten der Gleichung mit

$$\sum_n\frac{P^{2n+1}}{\gamma_{2n+1}}$$

so folgt durch Gleichsetzen der Koeffizienten gleicher Potenzen von P das Gleichungssystem:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\eta_1} &= \frac{1}{\gamma_1}\frac{1}{\tau_1}\\ \frac{1}{\eta_3} &= \frac{1}{\gamma_1}\frac{1}{\tau_3} + \frac{1}{\gamma_3}\frac{1}{\tau_1}\end{aligned} \tag{77}$$

und allgemein:

$$\frac{1}{\eta_{2m+1}} = \sum_n\frac{1}{\gamma_{2n+1}}\cdot\frac{1}{\tau_{2m-2n+1}}\,.$$

Die Superpositionstheorie.

Die Theorie ergibt hier:

a) für deformierende Beanspruchung eine Superposition von Nachwirkungsgesetzen, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll.

b) für dynamische Beanspruchung:

$$\overset{1+\nu}{S} = \overset{1+\nu}{S_2} + \overset{1+\nu}{S_\pi} + \overset{1+\nu}{S_{p\sigma}} \tag{78a}$$

wobei

$$P = P_\varepsilon = P_\pi = P_{p\sigma} \tag{78b}$$

ist.

Setzt man hierin wieder aus dem P-Relaxationsgesetz resp. aus dem Elastizitäts- resp. aus dem Reibungsgesetz die Werte für $\overset{1+\nu}{S_{p\sigma}}$, resp. $\overset{1+\nu}{S_\varepsilon}$, resp. $\overset{1+\nu}{S_\pi}$ ein.

---

[1] Wegen des ersten Summanden in der allgemeinen Zustandsgleichung (51) und (52) ist jeder Körper genauer als $S_{1,00}P_{m_1,m_2,m_3}$-Körper zu bezeichnen.

[2] Die Integration ist hier explizite nur unter Berücksichtigung des jeweils ersten Gliedes der Reihenentwicklung durchgeführt.

[3] Vgl. Anm. 2 der Seite 80.

Digitized by Google

so folgt wieder die allgemeine Zustandsgleichung des P_0-Körpers. Damit ist der Kreis der Theorien wieder geschlossen.

Beschränkt man sich in allen Gesetzen wieder auf das erste Glied, betrachtet also den einfachsten P_0-Körper mit der Zustandsgleichung[1]:

$$\dot{S} - \frac{\dot{P}}{\gamma} - \frac{P}{\eta} = 0, \tag{79}$$

so ergeben sich als Grundgesetze die bekannten linearen Gesetze (das Henckysche Elastizitäts-, das Newtonsche Reibungs- und das Maxwellsche Relaxationsgesetz). Das Gleichungssystem (77) reduziert sich dabei auf die erste Gleichung, die wieder wie bei dem $S_{1,01}$-Körper mit der Maxwellschen Relaxationsbeziehung identisch ist. Man sieht hier die weitreichende Bedeutung der Maxwellschen Relaxationstheorie. Das Gleichungssystem stellt eine weitgehende Verallgemeinerung von ihr dar. Superponiert man eine unendliche Reihe von diesen einfachsten P_0-Körpern mit gleichem γ, aber verschiedenem η, derart, daß alle derselben deformatorischer Beanspruchung ausgesetzt werden, so erhält man (nach R. Becker l. c.) als Superpositionsgesetz die Boltzmannsche Nachwirkungstheorie. Führt man dieselbe Superposition mit den allgemeinen P_0-Körpern durch, so erhält man eine wesentliche Verallgemeinerung der Boltzmannschen Nachwirkungstheorie.

VI. Die allgemeinen mechanischen Eigenschaften der P-Körper.

Zunächst haben wir in der Nachwirkungstheorie der P-Körper ein notwendiges und hinreichendes Erkennungsmerkmal für sie abgeleitet.

Bei jedem P-Körper ist die deformierende Beanspruchung $\left(\overset{\circ}{S}\right)$ bis auf eine Integrationskonstante S_0 zeitunabhängig durch die dynamische Beanspruchung $\left(\overset{''}{P}\right)$ gegeben. Will man nun feststellen, ob ein vorgegebener Körper als P-Körper angesehen werden kann, so führt man ihn ausgehend von einer bestimmten dynamischen Beanspruchung $\left(\overset{''}{P}_I\right)$ auf einem geschlossenen Weg zu ihr zurück; je nachdem nun der Körper unabhängig vom Weg und für jede beliebig gewählte Ausgangsbeanspruchung $\left(\overset{''}{P}_I\right)$ nach vollendetem Zyklus bis auf eine Integrationskonstante S_0 die deformierende Beanspruchung $\left(\overset{\circ}{S}_I\right)$ des Ausgangszustandes zeigt oder nicht, ist er ein P-Körper oder nicht. Die Prüfung wird am besten mit periodisch schwingenden Spannungsbelastungen durchgeführt.

Im einzelnen hängen die mechanischen Eigenschaften von der Art der mechanischen Beanspruchung, also von dem Doppelverhältnis $\frac{dA}{dt} : \frac{d\Phi}{dt} : \dot{G}$ ab und dieses ist durch $Q_P = \frac{R\left(\overset{''}{P}\right)}{\dot{P}}$ bestimmt[2].

[1] Vgl. hierzu das einleitend erwähnte Gesetz von Maxwell.

[2] Hier ist nachfolgend für die Relaxationszeit τ und damit auch für $R\left(\overset{''}{P}\right)$ ein endlicher Wert angenommen; die Grenzfälle $\tau = 0$ und $\tau = \infty$ erfordern eine besondere Diskussion.

Wie aus dem P-Relaxationsgesetz hervorgeht, hat $R\left(\overset{''}{P}\right)$ die Dimension einer An- resp. Entspannungsgeschwindigkeit; man kann also jeder dynamischen Beanspruchung $\left(\overset{''}{P}\right)$ eine fiktive Spannungsgeschwindigkeit $R\left(\overset{''}{P}\right)$ zuordnen und demnach die Kennzahl Q_P als Quotient der wirklichen und der fiktiven Spannungsgeschwindigkeit deuten. Das mechanische Verhalten des P-Körpers ist je nach dem Wert von Q_P verschieden und muß daher in Abhängigkeit von Q_P und damit in Abhängigkeit von der Spannungsgeschwindigkeit $\dot{P}$ studiert werden[1].

a) für $\dot{P} = 0$ ist $P = P_a = \text{konst}$, $Q_P = \infty$ und $\frac{dA}{dt} : \frac{d\Phi}{dt} : \dot{G} = -1 : 0 : 1$.

Setzt man diese Werte in die Zustandsgleichung (52) ein, so folgt:

$$\dot{S} = P_a \sum\nolimits^m \psi_{2m}(P_a 0 \ldots 0) = \dot{S}_a = \text{konst}.$$

Berücksichtigt man noch die Bedeutung von ψ_{2m} als Linearform 2. Grades, so folgt die Reihenentwicklung:

$$\dot{S}_a = \sum\nolimits_m \frac{P_a^{2m+1}}{\eta_{2m+1}} \tag{80}$$

für

$$P = P_a.$$

In Worten: Bei dynamisch stationärer Beanspruchung ($\dot{P} = 0$, $P = P_a$) hat der P-Körper eine stationäre Deformationsgeschwindigkeit $\dot{S} = \dot{S}_a$, d. h. der P-Körper strömt bei $P = \text{konstant}$ stationär; entsprechend der vollständigen Irreversibilität dieses Vorgangs gilt hierbei ein Reibungsgesetz, das die einfache Form (80) annimmt; läßt man daraufhin den P-Körper beliebige Beanspruchungen erleiden und stellt dann wieder die konstante Spannung $P = P_a$ ein, so besteht dabei wieder eine stationäre Strömung und die auftretende Deformationsgeschwindigkeit $\dot{S}$ ist unabhängig von der Vorgeschichte wieder durch die Gleichung (80) gegeben.

Hier ist zu beachten, daß (80) kein konstantes Glied enthält, so daß bei jeder endlichen dynamisch stationären Beanspruchung eines P-Körpers auch eine endliche Deformationsgeschwindigkeit resultiert; mit anderen Worten, der P-Körper hat keine „Fließfestigkeit" im Sinne von Bingham und Reiner.

b) Für $\dot{P} = \infty$ ist

$$Q_P = 0 \text{ und } \frac{dA}{dt} : \frac{d\Phi}{dt} : \dot{G} = -1 : 1 : 0.$$

In Worten: Bei unendlich rascher An- oder Entspannungsgeschwindigkeit verhält sich der P-Körper elastisch reversibel und es gilt für ihn ein einfaches Elastizitätsgesetz.

Am deutlichsten treten die oben genannten Eigenschaften der P-Körper wieder bei zyklischen dynamischen Beanspruchungen, z. B. bei dynamischen Schwingungsbeanspruchungen, zutage. Bei hohen Frequenzen ($\lim \nu = \infty$) verhält sich der P-Körper reversibel

[1] Entsprechend der Verschiedenheit von Q_S und Q_P zeigt sich nachfolgend der Unterschied zwischen den S- und P-Körpern.

Digitized by Google

elastisch; mit abnehmender Frequenz tritt c. p. eine immer höhere irreversible Wärmetönung und damit eine immer größer werdende Dämpfung auf, so daß für unendlich kleine Frequenzen ($\lim \nu = 0$) der P-Körper vollständig unelastisch ist.

c) Für $-\infty \leqq \dot{P} \leqq +\infty$.

Hier muß man untersuchen, ob P klein, gleich oder groß ist relativ zu der fiktiven Spannungsgeschwindigkeit $R\left(\overset{\mu}{P}\right)$; der P-Körper verhält sich dann annähernd irreversibel plastisch bzw. relaxierend bzw. elastisch reversibel; für $\dot{P} = R\left(\overset{\mu}{P}\right)$ gilt dann das Relaxationsgesetz.

E. Die mechanischen Eigenschaften des S- resp. P-Körpers[1].

1. Die Leistung des inneren Potentials des S- resp. P-Körpers läßt sich als zeitlicher Differentialquotient einer Potentialfunktion Φ von $\left(\overset{\nu}{S}\right)$ resp. $\left(\overset{\mu}{P}\right)$ allein darstellen.

2. Die Leistung der gebundenen Energie des S- resp. P-Körpers läßt sich als eine Funktion $\dot{G}$ der $\left(\overset{\nu}{S}\right)$ resp. $\left(\overset{\mu}{P}\right)$ allein darstellen.

3. In hinreichender Näherung des unbeanspruchten Zustandes gehorchen die S- resp. P-Körper mit einer Näherung mindestens 2. Ordnung linearen Gesetzen in speziellen Fällen, also dem Henckyschen Elastizitäts-, dem Newtonschen Reibungs- und einem Analogon zum Maxwellschen Relaxationsgesetz.

4. Die Konstanten der drei Grundgesetze (Elastizitäts-, Reibungs- und Relaxationsgesetz) sind nicht voneinander unabhängig, sondern es lassen sich entsprechend der allgemeinen Relaxationstheorie der inneren Reibung aus den Konstanten je zweier Gesetze die des dritten berechnen; für die Konstanten der linearen Glieder gilt dabei die Maxwellsche Beziehung, nach welcher die Reibungskonstante gleich dem Produkt aus Elastizitätskonstante und Relaxationszeit ist.

5. Die dynamische Beanspruchung eines S-Körpers ist zeitunabhängig durch die Deformationsbeanspruchung $\left(\overset{\nu}{S}\right)$ gegeben; bei zyklischen Deformationsbeanspruchungen besteht also nach jedem vollendeten Zyklus unabhängig vom Weg dieselbe dynamische Beanspruchung $\left(\overset{\mu}{P}\right)$; Analoges gilt für die deformierende Beanspruchung eines P-Körpers.

6. Die dynamische Beanspruchung der S-Körper gehorcht einem allgemeinen Superpositionsprinzip, das im speziellen gestattet, sie additiv aus der Dynamik der zugehörigen S_ε-, S_π- (und $S_{\varepsilon\sigma}$-) Körper zu berechnen, wenn man sie alle derselben deformierenden Beanspruchung wie den S-Körper unterwirft; Analoges gilt für die deformierende Beanspruchung eines P-Körpers.

7. Bei statischer Deformationsbeanspruchung (d. h. für die Frequenz 0 oder die Wellenlänge ∞) verhält sich der S-Körper ideal reversibel elastisch; hingegen verhält sich der P-Körper bei stationärer dynamischer Beanspruchung ideal irreversibel plastisch; er strömt hierbei stationär.

8. Bei einer mit der Zeit veränderlichen Deformationsbeanspruchung wird entsprechend $\dot{G}$ eine Dämpfung und damit eine irreversible Wärmetönung auftreten, die — wenn sie überhaupt auftritt — mit wachsender Frequenz zunimmt; hingegen verschwindet beim P-Körper mit wachsender dynamischer Frequenzbeanspruchung die irreversible Wärmetönung und damit die Dämpfung, so daß er sich bei der Frequenz ∞ reversibel elastisch verhält.

9. Die Deformationsbeanspruchung eines S-Körpers ist im allgemeinen nicht eindeutig durch die dynamische Beanspruchung, sondern noch explizite durch eine Zeitfunktion bestimmt, die entsprechend der Ordnung des S-Körpers auftritt; bei zyklischen dynamischen Beanspruchungen stellt sich also nach vollendetem Zyklus im allgemeinen keineswegs die ursprüngliche Deformationsbeanspruchung ein; Analoges gilt für die dynamische Beanspruchung eines P-Körpers.

10. Bei der dynamischen Beanspruchung $P = 0$ ist der S-Körper im allgemeinen nicht in Ruhe, sondern zeigt ein einem S-Relaxationsgesetz entsprechendes „Nachkriechen". Bei der statischen Deformationsbeanspruchung $\dot{S} = 0$ (S = konst.) zeigt der P-Körper einen Spannungsabfall mit der Zeit.

Man kann die hier angeführten Eigenschaften als qualitative Erkennungsmerkmale ansehen und so feststellen, ob ein gegebener realer Körper mit dem S- resp. P-Körpermodell verträglich ist oder nicht.

So ergibt sich: Diejenigen Körper, die sich durch Deformations- resp. dynamische Beanspruchungen verfestigen resp. entfestigen, wie die meisten plastischen kristallinen Aggregate (z. B. Metalldrähte, Kunst- und Naturfäden usw.) resp. die thixotropen Gele usw. können keinesfalls durch S- oder P-Körper approximiert werden, weil die Ver- oder Entfestigung (Änderung der Elastizitäts-, Reibungs- oder Relaxationskoeffizienten) nicht mit der Eigenschaft (5) des S- resp. P-Körpermodells verträglich ist.

Hingegen scheinen sich Einkristalle bei hinreichend tiefer Temperatur innerhalb des elastischen Gebietes ideal elastisch zu verhalten und mithin durch das S_0-Körpermodell wiedergegeben zu werden: doch müßte hier erst genauer untersucht werden, ob wirklich bei allen Frequenzen die Dämpfung Null ist.

Ein sicheres Beispiel für den $S_{1,01}$-Körper sowie für S-Körper höherer Ordnung ist noch nicht bekannt, weil zuverlässige Angaben über die Frequenzabhängigkeit der Dämpfung fehlen. Bei einigen harten Festkörpern (bestimmten Stahlsorten) ist bei statischer resp. ∞ langsamer Deformationsbeanspruchung annähernd ein Elastizitätsgesetz, bei Schwingungsbeanspruchung Dämpfung beobachtet worden; es besteht aber die Möglichkeit, daß unter diesen Materialien Beispiele für die $S_{1,00}$-Körper oder S-Körper höherer Ordnung zu finden sind; doch muß erst untersucht werden, ob die Frequenzabhängigkeit der Dämpfung in der geforderten Richtung liegt, ehe man die Approximation durch ein S-Körpermodell versuchen kann.

[1] Hier ist nur der allgemeine Fall behandelt, in dem γ und η endlich sind.

Digitized by Google

Schmelzen und Lösungen aller Art sowie viele kolloidale Systeme, z. B. Lösungen von Zelluloseestern und -äthern, in einem weiten Druck-, Temperatur- und Konzentrationsintervall mit hinreichender Näherung können als P-Körper und die meisten sogar als $P_{0\cdot00}$-Körper angesehen werden.

F. Zusammenfassung.

Bei der mechanischen Beanspruchung von Materialien, insbesondere von Kolloiden, treten im allgemeinen sehr verschiedene Erscheinungen auf: reversible und irreversible Wärmetönungen, Modifikationsänderungen, chemische Umsetzungen, elektrische Ladungen usw. Jede solche Zustandsänderung ist mechanisch bestimmt resp. unbestimmt, je nachdem sie sich universell, d. h. zeitunabhängig als Funktion der mechanischen Variablen[1] allein darstellen läßt oder nicht. Die Mechanik im weitesten Sinne hat somit die Aufgabe, alle Gesetze zwischen den mechanischen Variablen und den mechanisch bestimmten Zustandsänderungen zu ermitteln. Im engeren Sinne hat sie die Gesetze zwischen den mechanischen Variablen selbst abzuleiten, d. h. den Zusammenhang zwischen dem dynamischen und kinematischen Zustand festzustellen. Für die quantitative Formulierung der mechanischen Gesetze ist eine Einigung auf eine bestimmte Meßvorschrift für die Variablen notwendig. Wählt man die Meßvorschrift so, daß die Gesetze möglichst einfach werden, so muß man erstens die Gebiete der reinen Translations-, Rotations- und Deformationsmechanik sowie deren Kombinationen getrennt behandeln und zweitens für die Deformation an Stelle der üblichen Maßbestimmung die von Hencky vorgeschlagene wählen. Das d'Alembertsche Prinzip gibt dann über Translations- und Rotationsmechanik erschöpfende Auskunft, läßt aber den Zusammenhang zwischen Spannungs- und Deformationszustand offen. Aus dem ersten und zweiten Hauptsatz der Thermodynamik wird nun eine „mechanische Zustandsgleichung" abgeleitet, welche diese Lücke ausfüllt und zusammen mit dem Prinzip von d'Alembert das mechanische Verhalten der Körper, soweit sie überhaupt mechanisch bestimmt sind, erschöpfend beschreibt Diese Zustandsgleichung besagt allgemein, daß in jedem Volum- und Zeitelement die Summe aus den Leistungen der äußeren Arbeit, des inneren Potentials und der gebundenen Energie verschwindet. Für jeden einzelnen mechanisch bestimmten Körper ergibt sich nun die zu ihm gehörige Zustandsgleichung, indem man die genannten Leistungen als Funktionen der mechanischen Variablen darstellt. Die Arbeitsleistung ist dabei als Produkt von Spannung und Deformationsgeschwindigkeit für alle Körper identisch gegeben, während die beiden andern Leistungen durch zwei voneinander unabhängige Funktionen dargestellt werden. Die ganze Deformationsmechanik läßt sich dabei einheitlich und streng aus der mechanischen Zustandsgleichung allein ableiten. Die Diskussion der Gleichung wird nach zwei Richtungen geführt:

1. Aus ihrer gruppentheoretischen Untersuchung ergibt sich in strenger Form eine Verwandtschaftslehre der deformierbaren Körper, so zwar, daß alle Körper zu je einer Familie zusammengefaßt werden, deren Zustandsgleichungen durch eine Gruppe von Transformationen ineinander übergeführt werden können. Die mechanische Ähnlichkeit stellt das wichtigste Beispiel einer solchen Verwandtschaft dar, wobei die Gruppe der Ähnlichkeitstransformationen den Übergang zwischen mechanisch ähnlichen Körpern herstellt. Die Verwandtschaftslehre gestattet, die an einem Material gesammelten Erfahrungen quantitativ auf die des verwandten umzurechnen.

2. Die explizite Behandlung der Gleichung ergibt unter einfachen allgemeinen Voraussetzungen einen in sich geschlossenen Zyklus von mechanischen Theorien. Die Gleichung selbst ist für das Volumelement formuliert, eine zeitliche Differentialgleichung in den Spannungs- und Deformationsvariablen; ihre Konstanten sind die mechanischen Materialkonstanten. Löst man zunächst die Gleichung nach der Spannung resp. der Deformation auf, so erhält man die Spannung als Zeitintegral über eine Funktion der Deformationsvariabel resp. die Deformation als Zeitintegral über eine Funktion der Spannungsvariabel. Da die zeitliche Integration die Vorgeschichte in Rechnung stellt, werden diese beiden Integralgesetze zusammen als Nachwirkungstheorie bezeichnet. Entsprechend den drei Summanden der mechanischen Zustandsgleichung (Leistung der äußeren Arbeit, des inneren Potentials und der gebundenen Energie) ergeben sich aus ihr die drei Spezialgebiete als Relaxations-, Elastizitäts- und Reibungstheorie, indem jeweils ein Summand den Wert 0 hat. Die so erhaltenen Gesetze der drei Spezialgebiete sind aber nicht voneinander unabhängig, da sie (ebenso wie die Zustandsgleichung) nicht drei, sondern bloß zwei voneinander unabhängige Funktionen enthalten. Der Zusammenhang zwischen den drei Gesetzen wird durch die Theorie der elastischen Relaxation der inneren Reibung gegeben, welche gestattet, aus den Konstanten je zweier Gesetze die des dritten zu berechnen. Der Zerlegung der Zustandsgleichung in die drei speziellen Gesetze entspricht eine Zerlegung des allgemeinen deformierbaren Körpers in drei spezielle Idealkörper, einen ideal relaxierenden, einen ideal elastischen und einen ideal plastischen, wobei aber wieder nur zwei dieser drei Körper voneinander unabhängig definiert sind. Der Übergang von der Nachwirkungstheorie zu den drei speziellen Theorien und ihrem inneren Zusammenhang entspricht also einer Analyse des allgemeinen deformierbaren Körpers. Der Zyklus der mechanischen Theorien wird nun durch eine Synthese — Superpositionstheorie genannt — geschlossen, welche die Mischungsregel (das Superpositionsgesetz) für Körper verschiedener mechanischer Eigenschaften ableitet und so insbesondere gestattet, die drei, resp. die zwei voneinander unabhängig definierten (ideal elastischen und ideal plastischen)

[1] Die zur Kennzeichnung des Kraft- und Bewegungszustandes notwendigen Variablen, also Kräfte und Translationen, Drehmomente und Rotationen, Spannungen und Deformationen, sowie deren räumliche und zeitliche Differentialquotienten werden als mechanische Variable bezeichnet.

Digitized by Google

Körper zum allgemeinen deformierbaren Körper zusammenzusetzen. Dabei werden die Gesetze der drei resp. der zwei voneinander unabhängigen Spezialgebiete zur ursprünglichen Zustandsgleichung und somit auch zu der eingangs betrachteten Nachwirkungstheorie superponiert.

Die explizite Durchrechnung dieses Theorienzyklus läßt sich für zwei große Systeme von Körperklassen durchführen, die dadurch ausgezeichnet sind, daß für sie das innere Potential und die Leistung der gebundenen Energie Funktionen der Deformation resp. der Spannungsvariablen allein sind, während im allgemeinen eine Abhängigkeit von beiden Variablensystemen besteht. Die beiden Körperklassen zeigen zum Teil diametral gegensätzliche mechanische Eigenschaften.

Eine Reihe von Anwendungen ergeben sich zunächst auf dem Zellulosegebiet. Die verschiedenen Zellulose-lösungen erweisen sich in einem großen Variationsbereich von Temperatur, Konzentration, Lösungsmittel als untereinander mechanisch ähnlich, und ihre mechanischen Eigenschaften lassen sich durch die obige Theorie befriedigend wiedergeben.

Über die elastische Anisotropie des Eisens.

Von **E. Goens** und **E. Schmid**[1].

Obwohl Eisenkristalle in den letzten Jahren wiederholt Gegenstand physikalischer (vor allem plastischer und magnetischer) Untersuchungen waren, scheinen Versuche über ihr elastisches Verhalten heute noch nicht vorzuliegen. Der Grund hierfür dürfte außer in dem Fehlen von Kristallmaterial eines genügend großen Orientierungsbereiches, vielleicht auch in der verbreiteten Annahme zu suchen sein, daß die elastische Anisotropie eines kubischen Metalles nur klein und somit in ihrer Auswirkung auf den feinkörnigen technischen Vielkristall von vernachlässigbarer Bedeutung sei. Wie unrichtig diese Annahme ist, war schon früher aus den Bestimmungen der elastischen Parameter von α-Messing- und Goldkristallen[2,3] hervorgegangen. Sie wird aufs neue widerlegt durch unsere Bestimmung der elastischen Parameter von Eisenkristallen und die Deutung der in kaltgewalzten Elektrolyteisenblechen beobachteten elastischen Anisotropie auf Grund der vorhandenen Textur und des Verhaltens des Einzelkristalls.

1. Die elastischen Parameter des Eisenkristalls.

Ausgangsmaterial für die Herstellung der Eisenkristalle war Armco-Eisen[4] mit etwa 0,15% Verunreinigungen (0,03% C, 0,025% Mn, Spuren Si, 0,075% S, 0,01% P, 0,06% Cu). Die Kristallzüchtung erfolgte durch Rekristallisation feinkörniger Proben nach vorangegangener kritischer Reckung[5]. Der Durchmesser der zylindrischen Einkristallstäbe betrug etwa 3 mm, ihre Länge 40 bis 110 mm. (Die genauen Werte wurden durch Wägung bzw. Vermessung mit einem Komparator erhalten.) Die Kristallorientierungen, deren Bestimmung röntgenographisch erfolgte, überdecken den gesamten Orientierungsbereich (Abb. 1).

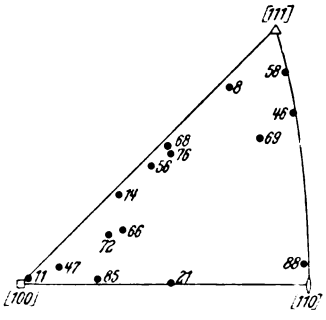


Abb. 1. Orientierung der Kristalle.

Die theoretischen Ausdrücke für die Orientierungsabhängigkeit des Elastizitätsmoduls (E) und des Torsionsmoduls (G) kreiszylindrischer Kristalle des kubischen Systems lauten:

$$\left.\begin{aligned}\frac{I}{E} = s'_{33} = s_{11} - 2\,[(s_{11} - s_{12}) \\ - \tfrac{1}{2}\,s_{44}]\,(\gamma_1^2\gamma_2^2 + \gamma_2^2\gamma_3^2 + \gamma_3^2\gamma_1^2)\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

und

$$\left.\begin{aligned}\frac{I}{G} = \tfrac{1}{2}\,(s'_{44} + s'_{55}) = s_{44} + 4\,[(s_{11} - s_{12}) \\ - \tfrac{1}{2}\,s_{44}]\,(\gamma_1^2\gamma_2^2 + \gamma_2^2\gamma_3^2 + \gamma_3^2\gamma_1^2)\,,\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

worin s_{ik} (in der Voigtschen Bezeichnung) die elastischen Parameter[1], $\gamma_1\,\gamma_2\,\gamma_3$ die Richtungscos der Winkel zwischen der Längsachse des Kristallstabes und den 3 Würfelachsen bedeuten.

Aus diesen Gleichungen erkennt man zweierlei: Erstens, daß sowohl die spez. Dehnungen wie die spez. Drillungen ($1/E$ bzw. $1/G$) linear von einem die Kristallorientierung kennzeichnenden Ausdruck (der zwischen 0 und $\frac{1}{3}$ variiert) abhängen; die Proportionalitätsfaktoren verhalten sich dabei wie 1:2. Zweitens, daß die experimentelle Bestimmung der Orientierungsabhängigkeit eines Moduls allein zur Berechnung der 3 elastischen Parameter nicht ausreicht.

Die Bestimmung des Elastizitätsmoduls führten wir dynamisch mit Hilfe des Grundtons der Transversalschwingung der in den beiden Knotenstellen aufgehängten Kristalle durch. Die Frequenz des Tones wurde nach der Schwebungsmethode durch Vergleich mit einem Normaltonsender[2] ermittelt. Die Torsionsmoduln wurden statisch in der schon früher beschriebenen Anordnung[3] bestimmt. Hierzu wurden an den Enden der Kristallstäbe mit Woodschem Metall Köpfe angelötet, die in die Einspannvorrichtungen des Torsionsapparates geklemmt wurden. Die aufgeprägten Drehmomente betrugen bis zu 50 cmg. Längere Beobachtung der Spiegel im Falle

[1] Original: Naturwissensch. Bd. 19, S. 520. 1931.

[2] M. Masima und G. Sachs: Z. Physik Bd. 50, S. 161. 1928.

[3] E. Goens: Naturwissensch. Bd. 17, S. 180. 1929.

[4] Für die Überlassung des Materials sind wir der Vereinigte Stahlwerke A.G. Düsseldorf zu Dank verpflichtet.

[5] C. A. Edwards und L. B. Pfeil: J. Iron Steel Inst. Bd. 109, S. 129. 1924; Bd. 112, S. 79, 113. 1925. — K. Honda und S. Kaya: Sc. Rep. Toh. Imp. Univ. Bd. 15, S. 721. 1926.

[1] Die gestrichenen Parameter beziehen sich auf ein Koordinatenkreuz, dessen Z'-Achse mit der Stabachse zusammenfällt.

[2] E. Grüneisen und E. Merkel: Z. Physik Bd. 2, S. 277. 1920.

[3] E. Grüneisen und E. Goens: Z. Physik Bd. 26, S. 235. 1924.

Digitized by Google

höchster Beanspruchung zeigte, daß hierbei noch keinerlei plastische Verformung auftrat. Die Berechnung der Moduln erfolgte auf Grund der für den isotropen Stab gültigen Formeln.

Die Ergebnisse unserer Versuche sind in Abb. 2 zusammengestellt. Man erkennt zunächst, daß beide Moduln in außerordentlich starkem Maße von der Orientierung abhängen, beträgt doch in der Raumdiagnonalen der Elastizitätsmodul mehr als das Doppelte, der Torsionsmodul fast nur die Hälfte der für die Würfelkante gültigen Werte.

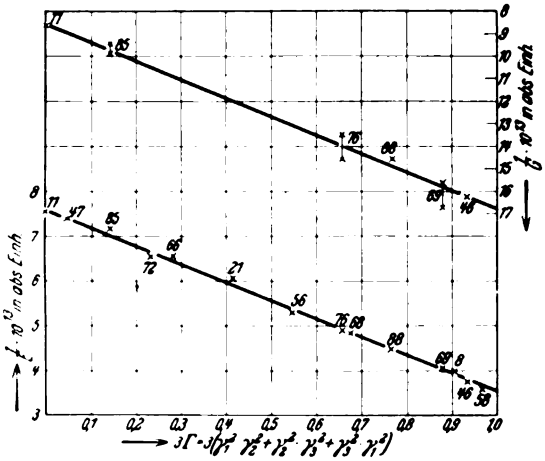


Abb. 2. Orientierungsabhängigkeit des Elastizitäts- und Torsionsmoduls von Eisenkristallen.

Bei der Heranziehung dieser Ergebnisse zur Ableitung der elastischen Parameter ist noch ein Umstand zu berücksichtigen, den wir zunächst für den Torsionsmodul diskutieren wollen.

Nach der Elektrizitätstheorie der Kristalle ist im allgemeinen mit der Drillung eines zylindrischen Kristallstabes eine Biegung verbunden. Die nach der Formel für isotropes Material berechnete spezifische Drillung ist für den Kreiszylinder nur dann gleich $\frac{1}{2}(s'_{11} + s'_{55})$, wenn die den Torsionsversuch begleitende Biegung ungehindert stattfinden kann. Für den anderen Extremfall, bei dem die Biegung völlig verhindert wird, ist die ermittelte spezifische Drillung gleich $\frac{1}{2}(s'_{11} + s'_{55}) - \frac{\frac{1}{2}(s'^2_{44} + s'^2_{55})}{s'_{33}}$ *. Nun ist aber bei der hier benutzten Apparatur sicherlich keiner der beiden Extremfälle streng realisiert, vielmehr wird eine teilweise Behinderung der Biegung stattfinden, deren Größe von Fall zu Fall wechseln kann. Der Betrag $\frac{\frac{1}{2}(s'^2_{44} + s'^2_{55})}{s'_{33}}$ stellt somit die maximale Unsicherheit dar, mit der $\frac{1}{2}(s'_{11} + s'_{55})$ aus der beobachteten spez. Drillung berechnet werden kann. Unter Heranziehung der entsprechenden Transformationsformeln erhält man für das kubische System

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\frac{1}{2}(s'^2_{44} + s'^2_{55})}{s'_{33}} = \frac{2[(s_{11} - s_{12}) - \frac{1}{2}s_{44}]^2}{s'_{33}} \\ &[\gamma_1^6 + \gamma_2^6 + \gamma_3^6 - (\gamma_1^4 + \gamma_2^4 + \gamma_3^4)^2]. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Für einen Kristallstab beliebiger vorgegebener Orientierung wird also die Unsicherheit in der Bestimmung von $\frac{1}{2}(s'_{11} + s'_{55})$ um so größer sein, je größer der Elastizitätsmodul $(1/s'_{33})$ und die Anisotropie des Kristallmaterials $[(s_{11} - s_{12}) - \frac{1}{2}s_{44}]$ (vgl. Formel 1) ist. Beim Eisen, bei dem sich ein hoher Elastizitätsmodul mit beträchtlicher Anisotropie verbindet, sind also besonders große Unsicherheiten zu erwarten. Einwandfreie Werte liefern nur solche Kristallstäbe, bei denen auf Grund einer speziellen Orientierung der Stabachse mit der Drillung keine Biegung verbunden ist. An Hand von Formel 3 kann man zeigen, daß beim kubischen System hierzu die Stabachse mit einer 2-, 3- oder 4zähligen Symmetrieachse zusammenfallen muß. Dies war bei dem vorliegenden Kristallmaterial mit genügender Genauigkeit bei den Proben Nr. 11 ($\sim$ [100]), Nr. 88 ($\sim$ [110] und Nr. 46 ($\sim$ [111]) erfüllt. Für die übrigen Kristalle wurden die Grenzwerte für $\frac{1}{2}(s'_{11} + s'_{55})$ unter der Annahme der oben besprochenen Extremfälle berechnet und durch Strichverbindung der Grenzpunkte das Intervall der Unsicherheit markiert. Es zeigt sich nun, daß die in der Abb. 2 durch die beiden äußersten, den Stäben Nr. 11 und 46 zugehörigen Werte gelegte Gerade sämtliche Intervallstriche durchschneidet. Eine Abweichung, für deren Ursache wir keinen ausreichenden Grund angeben können, zeigt lediglich Kristall Nr. 88, der seiner Orientierung zufolge exakt auf der Geraden liegen sollte.

Bei der geschilderten Verknüpfung von Biegung und Drillung ist natürlich prinzipiell auch die Übertragung der Frequenzformel für die Biegungsschwingungen eines isotropen Stabes auf die eines Kristallstabes unzulässig. Ausnahmen bilden wiederum nur Kristallstäbe der oben aufgeführten speziellen Orientierungen. Eine strenge Lösung für den allgemeinen Fall liegt hier noch nicht vor, obwohl sich die vollständigen Ansätze bereits bei Voigt finden[1]. Im vorliegenden Fall zeigt sich jedoch, daß die spezifischen Dehnungen der Proben allgemeiner Orientierung nur verhältnismäßig wenig (im Höchstfall 2%) von der Geraden abweichen, die durch die Werte für die ausgezeichneten Orientierungen gelegt ist. Diese Tatsache macht es im Verein mit Erfahrungen an anderem Kristallmaterial wahrscheinlich, daß die durch Fehlen einer strengeren Theorie bedingte Unsicherheit in der Berechnung von s'_{33} nur gering ist.

Die beiden nach den oben erörterten Gesichtspunkten durch die Versuchswerte gelegten Geraden für $1/E$ und $1/G$ verlaufen innerhalb der Fehlergrenzen einander parallel. Aus den Abschnitten, die sie auf den Ordinaten über $3\Gamma = 0$ und $3\Gamma = 1$ bilden, erhält man für die elastischen Parameter s_{ik} bei Zimmertemperatur in [cm²/dyn] die Werte:

$$s_{11} = 7{,}5_7 \cdot 10^{-13}$$
$$s_{12} = -2{,}8_2 \cdot 10^{-13}$$
$$s_{44} = 8{,}6_2 \cdot 10^{-13}.$$

Die Abschnitte selbst stellen die reziproken Elastizitäts- und Torsionsmoduln in der Würfelkante bzw. Raumdiagonalen dar. In technischen Einheiten sind die entsprechenden Werte der Moduln:

$$E_{[100]} = 13500\ \text{kg/mm}^2; \quad G_{[100]} = 11800\ \text{kg/mm}^2$$
$$E_{[111]} = 29000\ \text{kg/mm}^2; \quad G_{[111]} = 6100\ \text{kg/mm}^2$$

* W. Voigt: Lehrbuch der Kristallphysik, § 317.

[1] W. Voigt: Lehrbuch der Kristallphysik, § 338. Eine Durcharbeitung des Problems ist in Angriff genommen.

Digitized by Google

Eine anschauliche Darstellung der Orientierungsabhängigkeit der beiden Moduln ist in den Abb. 3 und 4 durch Wiedergabe von entsprechenden räumlichen Modellen gegeben.

Eine Kontrolle erfahren die oben bestimmten elastischen Parameter durch die Berechnung der kubischen Kompressibilität ($\varkappa$) und den Vergleich mit dem hierfür von Bridgman[1] experimentell gefundenen Zahlen-

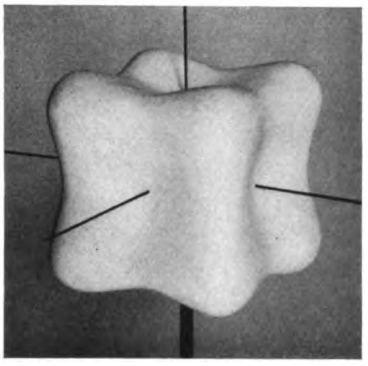


Abb. 3. Elastizitätsmodulkörper von Eisenkristallen. (Die Länge des Radiusvektors vom Mittelpunkt stellt ein Maß für den E-Modul in der betreffenden Richtung dar.)

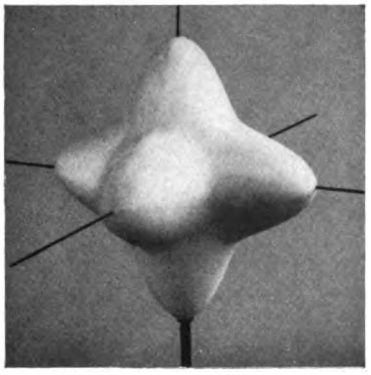


Abb. 4. Torsionsmodulkörper von Eisenkristallen.

wert. Die Gleichung $\varkappa = 3(s_{11} + 2\,s_{12})$ führt auf einen Wert von $5{,}8 \cdot 10^{-13}$ cm²/dyn, der mit dem Bridgmanschen Zahlenwert von $5{,}9 \cdot 10^{-13}$ in guter Übereinstimmung ist.

2. Feststellung und Deutung der elastischen Anisotropie kaltgewalzten Elektrolyteisenbleches.

Zufolge der oben nachgewiesenen starken Anisotropie des Einkristalles ist auch im Vielkristall mit geregelter Kristallitanordnung eine elastische Anisotropie zu erwarten. Eine solche konnten wir an einsinnig kaltgewalztem Elektrolyteisenblech (mit ≈0,26% Gesamtverunreinigungen), dessen Walzgrad 96% betrug, in der Tat feststellen.

Die Modulbestimmung erfolgte an einer Spieß-Maschine mit Martensspiegel an 20 mm breiten, 2 mm dicken Probestreifen bei einer Meßlänge von 80 mm. Die Vorlast betrug 20 kg, die zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls benutzten Laststufen reichten bis 80 kg. Da bei Laststufen über 40 kg eine geringe Abnahme des E-Moduls mit zunehmender Belastung auftrat, die gelegentlich auch schon bei 40 kg einsetzte, wurde zur schließlichen Berechnung des Moduls nur die erste Laststufe von 20 kg herangezogen[1].

Das Ergebnis der in verschiedenen Winkeln zur Walzrichtung durchgeführten E-Modulbestimmungen (2 Versuchsserien) ist in Abb. 5 dargestellt. Jeder der eingetragenen Werte stellt das Mittel aus 5 bis 20 Einzelbestimmungen dar. Ein gesetzmäßiger Einfluß der Lage der untersuchten Richtung tritt klar zutage. Man erkennt deutlich ein Minimum des Elastizitätsmoduls in einer Richtung unter etwa 40 bis 45° zur Walzrichtung, das von dem der Querrichtung zugehörigen Maximum um etwa 35% übertroffen wird.

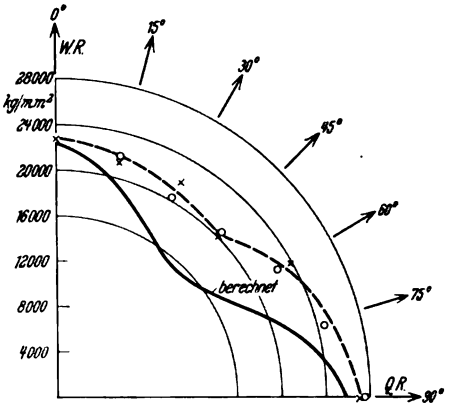


Abb. 5. Elastische Anisotropie kaltgewalzter Elektrolyteisenbleche.

Die Walztextur von Elektrolyteisen ist kürzlich von Kurdjumow und Sachs[2] neu bestimmt worden. Es ergab sich dabei, daß eine Deutung der für die wichtigsten Ebenen erhaltenen Polfiguren nur auf Grund von Überlagerungen mehrerer Kristallagen gewonnen werden konnte. Die beiden ersten

Walzebene ∥ (100), Walzrichtung ∥ [011] und
Walzebene ∥ (112), Walzrichtung ∥ [110],

treten nahezu gleich häufig, die dritte,

Walzebene ∥ (111), Walzrichtung ∥ [112],

dagegen wesentlich seltener auf.

Auf Grund dieser Textur und der Anisotropie des Einkristalls kann nun theoretisch die Richtungsabhängigkeit des E-Moduls in gewalzten Blechen berechnet werden. Unter Annahme gleicher Häufigkeit der beiden ersten Kristallagen und Außerachtlassung der dritten ergibt sich dabei die gleichfalls in Abb. 5 eingezeichnete (berechnete) Kurve. Dem Sinne nach gibt sie die Beobachtungen richtig wieder. Allerdings führt sie auf ein erheblich zu stark ausgeprägtes Minimum des Elastizitätsmoduls in der 45°-Richtung. Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Beschreibung der Walztextur durch bestimmte Walzlagen nur eine vereinfachende Idealisierung darstellt und gerade in der

[1] P. W. Bridgman: Proc. Amer. Acad. Bd. 58, S. 163. 1923.

[1] Die Messungen wurden von Herrn J. Böhme durchgeführt.

[2] G. Kurdjumow und G. Sachs: Z. Physik Bd. 62, S. 592. 1930.

Digitized by Google

45°-Richtung Streuungen der Gitterlagen vorwiegend zu einer Vergrößerung des Moduls führen müssen (die eine Walzlage ergibt in der 45°-Richtung das Minimum, die zweite einen diesem sehr naheliegenden Wert), und daß weiterhin die dritte unberücksichtigt gebliebene Walzlage zu einer Angleichung der E-Moduln in den verschiedenen Richtungen führt. Auch im Falle des Eisens erscheint somit, so wie es kürzlich für Zink gelungen ist[1], eine Erklärung der elastischen Anisotropie gewalzter Bleche auf Grund der vorliegenden Textur und des elastischen Verhaltens des Einkristalls erbracht.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind wir für Unterstützung unserer Untersuchungen zu bestem Dank verpflichtet.

[1] E. Schmid und G. Wassermann: Z. Metallkunde Bd. 23, S. 87. 1931.

Über das Aufreißen von kaltgezogenem Rundeisen.

Von **W. Fahrenhorst** und **G. Sachs**[1].

Die Messing und andere Kupferlegierungen verarbeitende Industrie hat sich schon seit längerer Zeit bemüht, die Ursachen für das Aufreißen ihres Materials während der Herstellung oder der Weiterverarbeitung zu finden. Man erkannte hier, daß das Aufreißen bedingt ist durch innere Spannungen, die nach Kaltverformung durch Zieh-, Preß- oder ähnliche Vorgänge zurückbleiben, und lernte diese Spannungen durch geeignete thermische oder mechanische Nachbehandlung — und neuerdings auch durch Abwandlung der technologischen Prozesse — weitgehend zu vermeiden oder zu beseitigen.

Auch die eisenverarbeitende Industrie kämpft bei manchen Materialien mit der Aufreißgefahr. Am gefährdetsten ist kaltgezogenes Rundeisen aus Thomas-Flußeisen. Es neigt stark zu radialen Längsrissen während des Ziehvorganges oder beim Polieren durch Friemeln (Abrollen) oder — welcher Fall am unangenehmsten ist — bei der Weiterverarbeitung, z. B. auf Automatenbänken.

Abb. 1a u. b. Ende eines beim Ziehen gerissenen Stabes in Aufsicht und Schnitt (×1).

Von seiten der weiterverarbeitenden Betriebe wird häufig die Ansicht geäußert, daß es nicht allein die durch die Kaltverformung erzeugten Reckspannungen sind, die das Aufreißen bedingen, sondern daß eine äußerliche (Unrundsein) oder innerliche Ungleichmäßigkeit (eine stark ausgeprägte quadratische Blockseigerung) des Materials vorliegen müsse, wenn es zum Bruch kommen soll. Abb. 1a zeigt z. B. das Ende eines beim Ziehen aufgeplatzten Stabes mit einer ausgeprägten Seigerungszone (die Riefen rühren von der Warmsäge her). Man erkennt deutlich, daß beim Ziehen der innere harte Kern zurückzubleiben bestrebt ist, während die weiche Außenhaut leichter verformt wird. Abb. 1b ist die Wiedergabe eines Baumann-Abdruckes, der von einem Querschnitt der gleichen Probe gemacht wurde. Abb. 1 legt also den Schluß nahe, daß starke Seigerung für das Aufreißen maßgebend sei. Im Verlaufe der vorliegenden systematischen Untersuchung einer Anzahl gezogener Rundeisen wird jedoch gezeigt, daß die Stärke der Seigerung nicht von merklichem Einfluß ist. Vielmehr dürfte der wirkliche Grund für das Aufreißen des kaltgezogenen Flußeisens in den im Vergleich zur Festigkeit des Werkstoffes hohen Reckspannungen zu suchen sein.

[1] Original: Metallwirtschaft Bd. 10, Nr. 41, S. 783. 1931.

Herstellung und Beschreibung des Materials.

Es wurden aus einer normalen Thomas-Charge (Chargenanalyse: 0,41% Mn; 0,06% C; 0,04% S; 0,06% P) vier 4-t-Blöcke gegossen (Blockgröße unten $620 \times 620\,mm^2$, oben $550 \times 550\,mm^2$, Höhe 2200 mm). Zwei Blöcke wurden steigend gegossen, zwei Blöcke fallend, je ein Block jeder Gießart wurde mit etwa 4 kg Aluminium während des Gießens beruhigt. Es sei hier vorweggenommen, daß sich im Verlaufe der Untersuchung, wie zu erwarten war, ein Einfluß der Gießart (fallend oder steigend) nicht feststellen ließ. Die Blöcke wurden dann auf 130 ▱ heruntergewalzt und in je zehn Vorblöcke zerschnitten. Aus den Vorblöcken wurden Rundeisen von 46 mm Durchmesser bis 42 mm Durchmesser ausgewalzt (die Walztemperatur lag beim letzten Stich bei allen Stäben mit $>1100°$ C weit über dem A_3-Punkt). Ein Ausmessen der Stäbe über die ganze Länge und über verschiedene Querschnitte ergab bei einigen Stäben ein maximales Unrundsein von $\pm 2{,}5\%$ vom mittleren Durchmesser des Stabes, das mittlere Unrundsein aller Stäbe lag unter $\pm 1\%$.

Alle Rundeisen wurden sodann in einem Zuge auf 40 mm Durchmesser kalt heruntergezogen. Nach dem Kaltziehen wurden alle Stäbe bis auf die während des Ziehens aufgeplatzten (5 Stück von 40) in üblicher Weise durch Friemeln poliert. Die Durchmesser einer Reihe von Stäben wurden während des Ziehens und weiterhin gemessen. Es ergaben sich hierbei allgemein folgende Durchmesserveränderungen:

1. Durch den Austritt aus dem Zieheisen („Hol") vergrößert sich der Durchmesser des Stabes gegen den Durchmesser des Hols bei 42 mm Ausgangsdurchmesser

Digitized by Google

um etwa 0,04 mm. Dieser Unterschied sinkt mit steigendem Ausgangsdurchmesser. Die Stäbe mit 46 mm Durchmesser wiesen sogar eine Verkleinerung von 0,02 mm auf.

2. Durch den Fortfall der angelegten Zugspannung vergrößern sich die Durchmesser der Stäbe, in steigendem Maße mit dem Ausgangsdurchmesser, um 0,02 bis 0,10 mm.

3. Durch das Erkalten verkleinern sich die Durchmesser (die Stäbe haben beim Austritt aus dem Hol eine Temperatur von etwa 60—70° C) im Durchschnitt um etwa 0,05 mm.

4. Durch das Polieren vergrößern sich die Durchmesser um etwa 0,04 mm.

Insgesamt ist also der Durchmesser des fertiggezogenen und polierten, kalten Stabes annähernd gleichmäßig um etwa 0,06 mm größer als der Durchmesser des Hols.

Bemerkungen über das Aufreißen der Stäbe.

Wie schon erwähnt, rissen während des Ziehens von 40 Stäben 5, d. i. rund 12%, auf. Das Aufreißen der Stäbe ging stets so vor sich, daß immer erst gegen Ende des Zuges dicht am Hol ein Riß auftrat, der sich dann mit dem Auge verfolgbar über die ganze schon gezogene Länge des Stabes fortpflanzte. Zahlentafel 1 gibt eine Übersicht über die Vorgeschichte aller bei dieser Untersuchung gerissenen Stäbe. Danach sind weder die Gießart (von oben, von unten, beruhigt, nicht beruhigt), noch die Durchmesserabnahme beim Ziehen, noch das Unrundsein für das Aufreißen verantwortlich zu machen. Abb. 2a—e sind Wiedergaben von Baumann-Abdrücken der gerissenen Proben, welche die gleichartige Ausbildung und Unabhängigkeit der Rißbildung von der Stärke und Lage der Seigerung zeigen.

Zahlentafel I.
Vorgeschichte der beim Ziehen gerissenen Stäbe.

Stab Nr.	Gießart	Mit oder ohne Al	Kopf oder Fuß	Durchmesser vor dem Ziehen auf 40 mm Durchmesser	Unrundsein in Proz. vom Durchmesser
3	steigend	mit	Kopf	44	1,6
8	„	„	Fuß	44	2,0
11	fallend	„	Kopf	46	1,1
31	steigend	ohne	„	46	1,3
32	„	„	„	45	1,1

Gefüge und chemische Zusammensetzung.

Das Gefüge der gewalzten Stäbe aus nicht beruhigtem Material zeigt nach Abb. 3 fast nur unverformte Ferritkörner und wenig Perlit. Der Anschliff des Randes eines Längsschnittes eines gezogenen Stabes, Abb. 4, zeigt starke Kornreckung in der Ziehrichtung. Die mikroskopische Ätzung nach Fry, Abb. 5, läßt hier starken Kornzerfall erkennen. Abb. 6 zeigt einen Anschliff aus der Mitte eines Stabes, der auf gleiche Art geätzt, erkennen läßt, daß der Kornzerfall, wenn auch nicht in gleich starkem Maße, über den gesamten Querschnitt geht. Die Schliffe der Proben ergeben also das für weichen Stahl gewohnte Bild (nach dem Walzen und nach dem Ziehen).

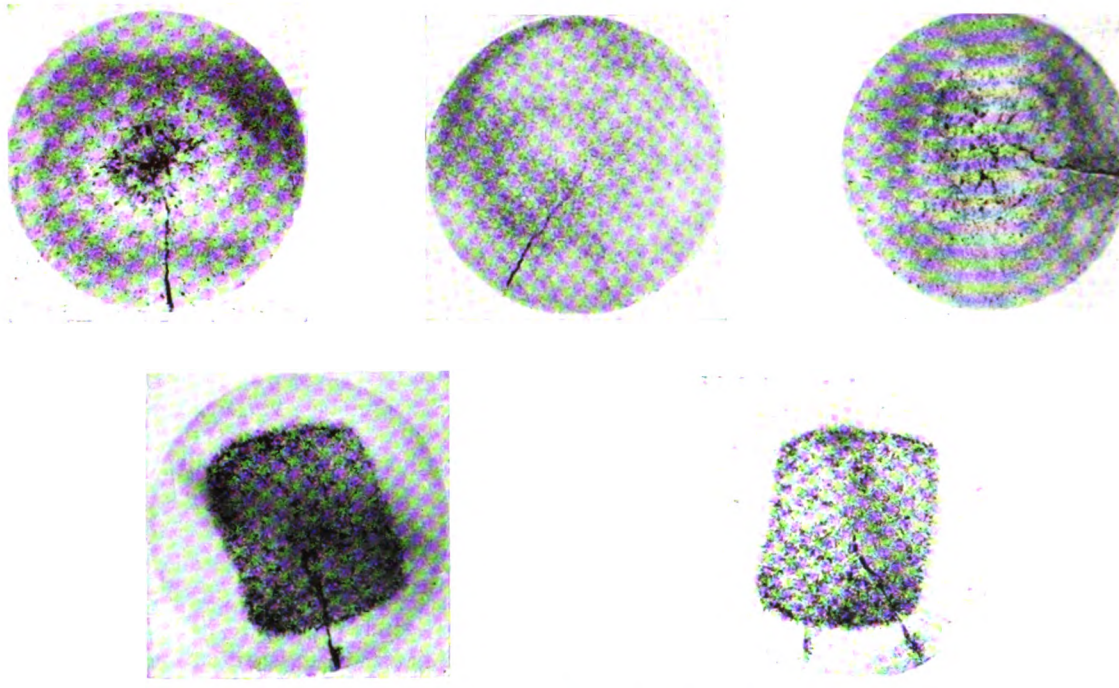


Abb. 2a—e. Baumann-Abdrücke der gerissenen Proben (×1).

Um ein Maß für die Stärke der Seigerung zu bekommen, wurden von den Querschnitten aller Stäbe Baumann-Abdrücke genommen. Ferner wurden von einer großen Anzahl von Proben Analysen gemacht, und zwar vom Rand, aus der Mitte und vom gesamten Querschnitt. Abb. 7a—c sind Wiedergaben von Baumann-Abdrücken vom Kopf bis zum Fuß eines beruhigten Blockes. (Steigend und fallend gegossen ergab völlig gleichartige Bilder.) Abb. 8a—c zeigt entsprechend die Seigerungsbilder eines nicht beruhigten Blockes. Zahlentafel II gibt eine Übersicht über die erhaltenen mittleren Analysen. Die

Digitized by Google

verschiedene Stärke der Seigerung, besonders des P-Gehaltes — und zwar längs und quer zur Blockachse — bei beruhigtem und nicht beruhigtem Material tritt auch hier wie bei den Baumann-Abdrücken klar hervor.

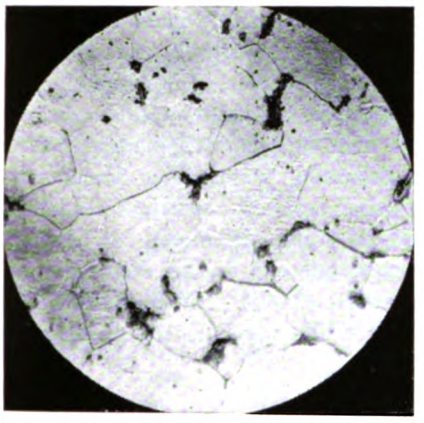


Abb. 3. Gefüge eines Stabes aus nicht beruhigtem Material (×280).

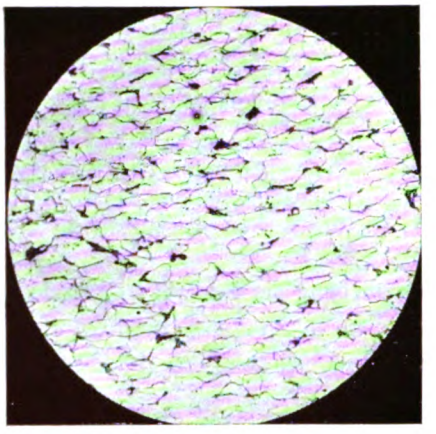


Abb. 4. Kornreckung am Rande eines gezogenen Stabes (×70).

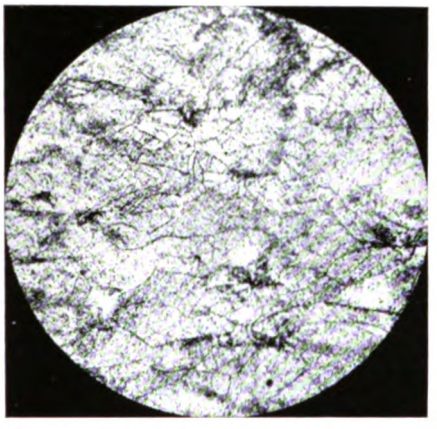


Abb. 5. Kornzerfall am Rande eines gezogenen Stabes (×330).

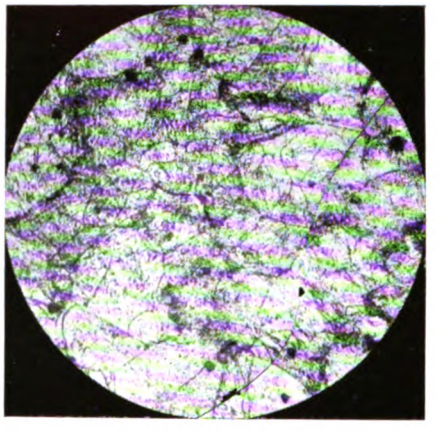


Abb. 6. Kornzerfall in der Mitte eines gezogenen Stabes (×330).

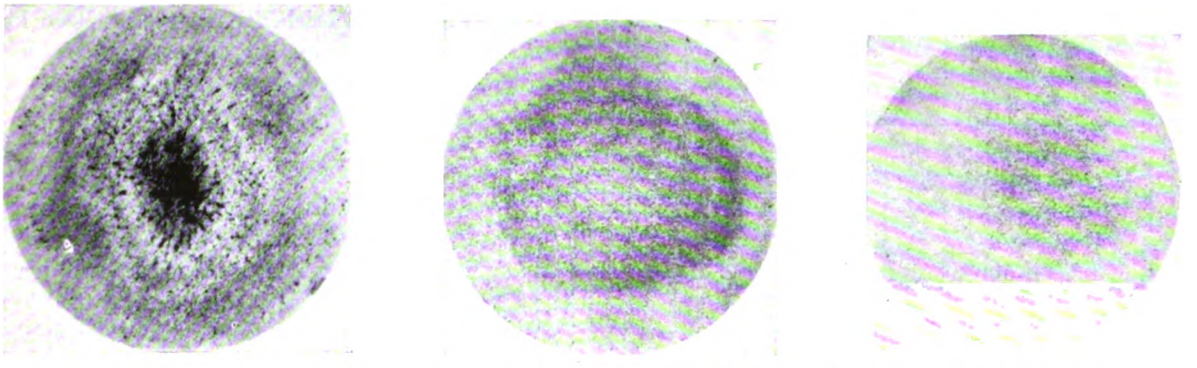


Abb. 7a–c. Baumann-Abdrücke von Stäben aus Kopf, Mitte, Fuß eines Blockes aus mit Al beruhigtem Material (×1).

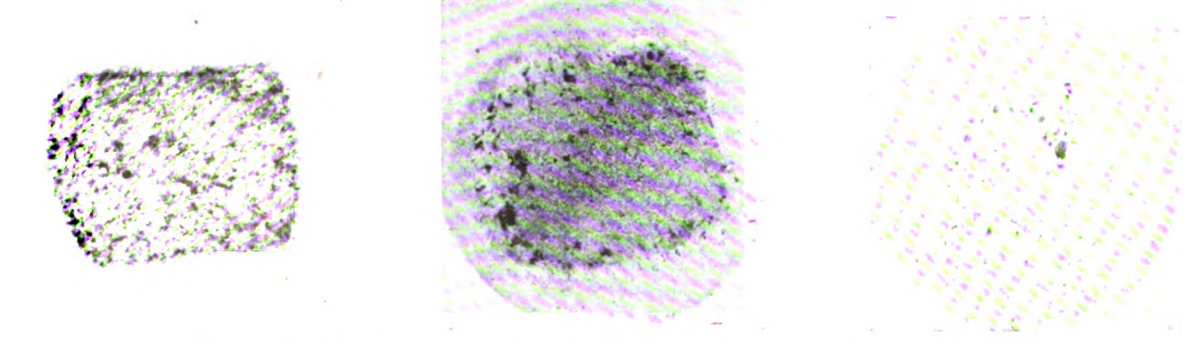


Abb. 8a–c. Baumann-Abdrücke von Stäben aus Kopf, Mitte, Fuß eines Blockes aus nicht beruhigtem Material (×1).

Digitized by Google

Zahlentafel II.
Zusammensetzung der einzelnen Zonen der Stäbe aus beruhigtem und nicht beruhigtem Material.

mit oder ohne Al	Kopf oder Fuß	Zahl der Proben	Zusammensetzung der Gesamtprobe C	P	Mn	des Kerns C	P	Mn	des Randes C	P	Mn
Mit	Kopf	4	0,11	0,074	0,50	0,14	0,086	0,53	0,10	0,070	0,50
„	Fuß	3	0,11	0,070	0,52	0,10	0,064	0,50	0,11	0,070	0,52
ohne	Kopf	4	0,10	0,078	0,49	0,16	0,111	0,50	0,07	0,037	0,45
„	Fuß	1	0,07	0,054	0,47	0,08	0,065	0,47	0,06	0,043	0,49

Untersuchung der Festigkeitseigenschaften.

a) Kerbzähigkeit.

Um den Anteil der einzelnen Zonen der Stäbe in den Kerbschlagproben nicht zu verändern, konnten diese nur als Halb- oder Viertelzylinder ausgebildet werden. Ein genau 1 mm tiefer Kerb wurde vor dem Zerteilen der Stäbe in der Mitte der Probe mit einem Spitzstahl (60°) eingedreht.

Die Kerbzähigkeitsuntersuchung ergab nur, daß bei den gewalzten Stäben die Kerbzähigkeit der Proben ohne Al-Zusatz etwa 100% höher liegt als der Proben mit Al-Zusatz und daß die Proben, die aus dem Fuß des Blockes stammen, eine um etwa 30% höhere Kerbzähigkeit haben als die Proben aus dem Kopf des Blockes. Bei den gezogenen Stäben sind die Kerbzähigkeiten allgemein sehr gering; doch zeigen sie im ganzen ein etwa ähnliches Bild wie die der nur gewalzten Proben. Ein Einfluß der Durchmesserabnahme beim Ziehen auf die Kerbzähigkeit ist nicht erkennbar.

b) Härte.

Genauer wurde die Härte der Stäbe über dem Querschnitt verfolgt. Nachdem Eindrücke mit einer Kugel von 5 mm Durchmesser, etwa vier über dem ganzen Querschnitt, kein klares Bild ergeben hatten, wurden mit dem Rockwell-Härteprüfer Kugeleindrücke aufgebracht (Kugeldurchmesser 2,5 mm, Last 187,5 kg); als Härtezahl wurde die Rockwell-Einheit 100-t (wobei t die Eindrucktiefe in $^1/_{500}$ mm) genommen. Diese Zahlen sind weder mit den Kugeldruckhärten nach Brinell noch mit denen nach Rockwell vergleichbar, sondern nur unter sich. Es wurden allgemein 25—30 Eindrücke mit der kleinen Kugel in 5 Zonen auf die Probe aufgebracht. (Die Kugeldruckhärte der gewalzten Stäbe wurde zu rund 140 Brinell-Einheiten, die der gezogenen je nach dem Reckgrad etwa zwischen 180—210 festgestellt.)

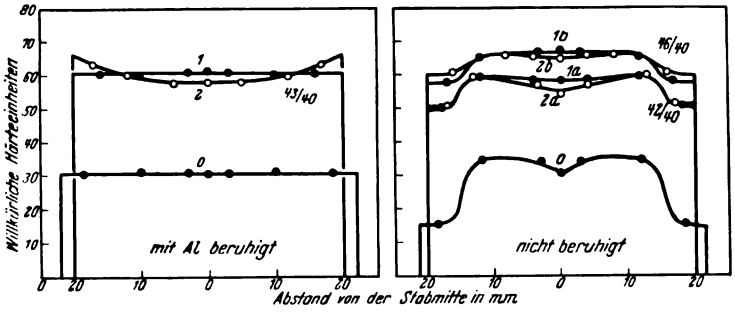


Abb. 9a u. b. Härteverteilung gewalzter, gezogener und polierter Stahlstangen. *0* = warm gewalzt (>1100° C), *1* = gezogen, *2* = poliert.

Abb. 9a u. b zeigt für die Proben aus beruhigtem und nicht beruhigtem Material die Härte über dem Querschnitt aufgetragen, und zwar die Härte nach dem Walzen *0*, nach dem Ziehen *1*, nach dem Polieren *2*. In Abb. 9b sind die Härtewerte für zwei verschiedene Ziehstufen eingetragen worden. Die Abbildungen zeigen die gleichmäßige Härte der beruhigten Proben im Gegensatz zu der über dem Querschnitt, entsprechend der höheren Härte der Seigerung, wechselnden der nicht beruhigten. Sie zeigen ferner das starke Ansteigen der Härte nach dem Ziehen und die weitere Erhöhung der Härte des Randes beim Polieren, während hierbei die Härte in der Mitte auffallenderweise abfällt. Die Form und die Lage der Kurven ist für alle untersuchten gleichartigen Proben sehr ähnlich.

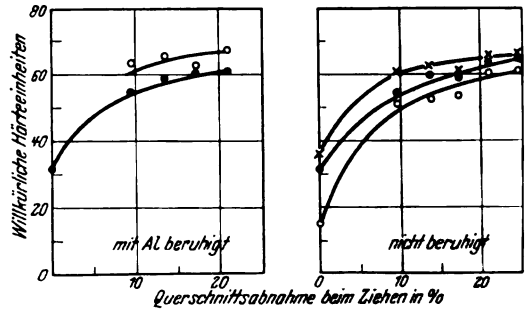


Abb. 10a u. b. Härteänderung beim Ziehen und Polieren von Stahlstangen: ● Härte innen, ○ Härte außen, × Höchsthärte an der Seigerungsgrenze.

Abb. 10a u. b zeigt für gezogenes und poliertes Material die Änderung der Härte mit der Querschnittsabnahme. Man erkennt, daß die Härte zwischen den Querschnittsabnahmen 9 und 25% in üblicher Weise nur schwach ansteigt.

Bestimmung der Reckspannungen.

Da die oben beschriebenen Untersuchungen keinen Anhalt für das Aufreißen der Proben gegeben hatten, wurden noch die inneren Spannungen genau durch Ausbohren der Proben bestimmt[1]. Die Ausbohrung erfolgte in kleinen Stufen (bei jeder Stufe etwa 100 mm²), und nach jeder Stufe wurde die Veränderung des Durchmessers und der Länge der Proben gemessen[2]. Die so erhaltenen Abmessungsänderungen wurden graphisch differenziert und daraus der Verlauf der Längsspannungen s, der Tangentialspannungen t und der Radialspannungen r in kg/mm² über dem Querschnitt errechnet.

Zahlentafel III zeigt die Kennziffern der Stäbe, deren Spannungskurven hier wiedergegeben sind. Abb. 11, 12 und 13 zeigen die Spannungen über dem Querschnitt für einige ausgewählte Stäbe, und zwar Abb. 11a—c, 12a—c und 13a—c die Spannungen des Materials vor dem Polieren. Abb. 11d—f, 12d—f und 13d—f die Spannungen nach dem Polieren. Die Spannungen im nur gewalzten Material wurden auch bestimmt, sie betrugen schätzungs-

[1] G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 352—357. 1927.

[2] Herrn Böhme, in dessen Händen die Ausführung der Messungen lag, sei auch an dieser Stelle für seine Unterstützung bestens gedankt.

Digitized by Google

weise nur 1—2 kg/mm². Es wurde auf ihre Auftragung verzichtet, da die Fehler der graphischen Auswertung hier einen zu großen Einfluß haben, die erhaltenen Kurven also nicht als reell anzusehen wären.

Zahlentafel III.
Vorbehandlung der Stäbe, deren Spannungskurven in den Abb. 11a—f, 12a—f, 13a—f wiedergegeben sind.

Stab Nr.	Gießart	Mit oder ohne Al	Kopf oder Fuß	Stärke der Seigerung	Zustand	Gezogen auf 40 mm von
25	fallend	ohne	Kopf	stark	poliert	42 mm ⌀
25 A	„	„	„	„	nicht pol.	42 mm ⌀
9	steigend	mit	Fuß	keine	poliert	43 mm ⌀
9 A	„	„	„	„	nicht pol.	43 mm ⌀
21	fallend	ohne	Kopf	s. stark	poliert	46 mm ⌀
21 A	„	„	„	„	nicht pol.	46 mm ⌀

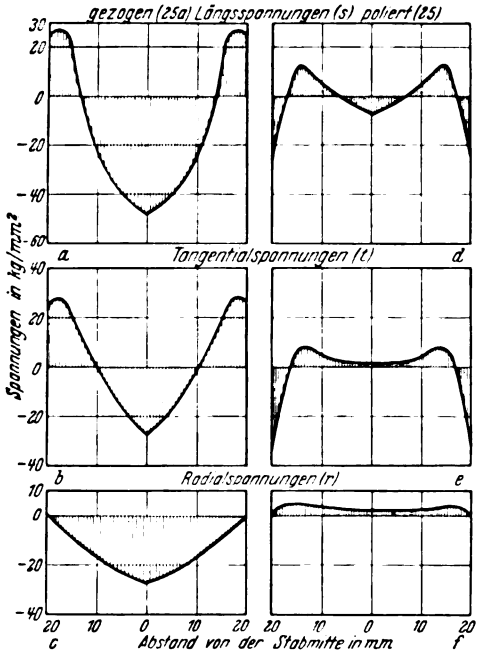


Abb. 11a—f. Reckspannungen in Stahlstangen, gezogen von 42 mm ⌀ auf 40 mm ⌀. Nicht beruhigt, Kopf des Blockes.

Zu den Spannungsverteilungskurven ist folgendes zu sagen: die Proben hatten zwischen dem Kaltziehen und der Untersuchung auf innere Spannungen etwa 2 Jahre in einem ungeheizten Schuppen gelagert. Danach überrascht die absolut große Höhe der Spannungen. Es wird an sich allgemein angenommen, daß sich bei längerem Lagern die Spannungen unlegierten Stahls teilweise ausgleichen[1]. Besteht diese Vermutung zu Recht, so muß angenommen werden, daß die Spannungen im vorliegenden Material ursprünglich noch wesentlich höher gewesen sind.

Der starke Einfluß des Polierens geht aus den Darstellungen deutlich hervor. Die Höhe der Spannungen der Innenzone der Stäbe wird allgemein herabgesetzt; dagegen werden die Spannungen in der Außenzone ganz wie bei Messing[2] allgemein umgekehrt. Insgesamt haben die Spannungen nach dem Polieren wesentlich kleinere Werte angenommen. Ein erheblicher Unterschied in den Spannungen der Stäbe aus nicht beruhigtem und beruhigtem Material ist nicht festzustellen. Zahlentafel IV gibt eine Übersicht über die Höchstwerte der Spannungen für alle untersuchten Stäbe. Der geringe Einfluß der Durchmesserabnahme beim Ziehen und des Aluminiumzusatzes ist deutlich sichtbar[1].

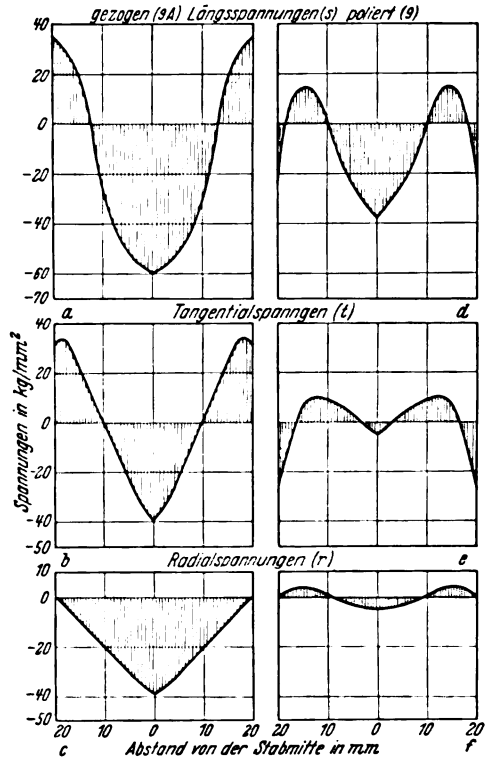


Abb. 12a—f. Reckspannungen in Stahlstangen, gezogen von 43 mm ⌀ auf 40 mm ⌀. Beruhigt, Fuß des Blockes.

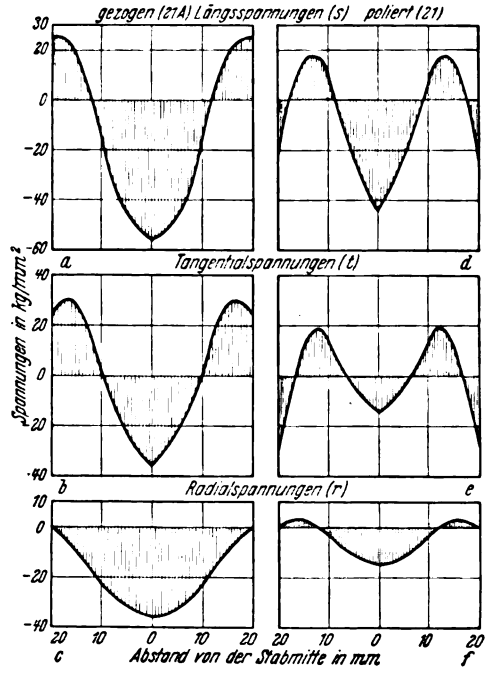


Abb. 13a—f. Reckspannungen in Stahlstangen, gezogen von 46 mm ⌀ auf 40 mm ⌀. Nichtberuhigt, Kopf des Blockes.

[1] Zum Beispiel verschwindet der Bauschinger-Effekt durch Lagern, vgl. J. Muir, Phil. Trans. Bd. 193 A, S. 1—46. 1900.

[2] G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 71, S. 1511—1516. 1927.

[1] Der Versuch, die Höhe der inneren Spannungen angenähert zu bestimmen nach dem von J. A. Jones: Engg. Bd. 111, S. 469. 1921 angegebenen Verfahren, schlug fehl. Nach mehrtägiger Behandlung in einer $NaNO_3$-Lösung 1 : 4, bei 104° C, war nur ein Stab aus beruhigtem Material, mit sehr schwacher Seigerung, gerissen.

Digitized by Google

Zahlentafel IV. Zusammenstellung der maximalen Spannungswerte aller untersuchten Stäbe. (Die Stäbe mit der Bezeichnung „A" waren nicht poliert worden.)

Stab Nr.	Mit oder ohne Al	Kopf oder Fuß	Durchmesser vor dem Ziehen auf 40 mm Durchmesser	Längsspannungen (s) in kg/mm²			Tangentialspannungen (t) in kg/mm²			Radialspannungen (r) in kg/mm²	
				Druck außen	Zug innen	Druck Mitte	Druck außen	Zug innen	Druck Mitte	Zug außen	Druck Mitte
25	ohne	Kopf	42	22	14	8	30	8	+2 (Zug)	5	+ 2 (Zug)
30	ohne	Fuß	42	34	12	18	42	7	3	4	3
10	mit	Fuß	42	28	21	27	42	16	16	4	16
24	ohne	Kopf	43	27	20	31	23	13	12	4	12
9	mit	Fuß	43	20	15	38	25	10	5	4	5
23	ohne	Kopf	44	20	11	25	31	9	4	4	4
18	mit	Fuß	44	30	16	30	32	12	5	4	5
22	ohne	Kopf	45	24	14	29	32	11	6	5	6
7	mit	Fuß	45	32	12	38	37	12	8	4	9
21	ohne	Kopf	46	20	18	44	30	18	15	3	15
				Zug außen		Druck Mitte	Zug außen		Druck Mitte	Druck innen	
25 A	Ohne	Kopf	42	27		48	28		28	27	
9 A	Mit	Fuß	43	34		60	34		40	40	
21 A	Ohne	Kopf	46	25		56	30		36	36	

Maßgebend für das radiale Aufreißen der Stäbe müssen die tangentialen Zugspannungen sein. Nachdem diese nach dem Ziehen und Lagern noch über 30 kg/mm² groß sind, ist es nicht zu verwundern, daß ein Material, welches mit derartigen Spannungen behaftet ist, zum Aufreißen neigt. (Die Festigkeit der gezogenen Stangen liegt um 70 kg/mm².) Es bedarf dann zum Aufreißen nur noch sehr kleiner, nicht bestimmbarer Anlässe (wie z. B. Schlackenansammlungen, ruckweises Ziehen, starkes Unrundsein an einer Stelle, ein eingeklemmter Span im Hol od. dgl.). Diese Äußerlichkeiten können aber immer nur der Anlaß zum Aufreißen sein, niemals die Ursache. Daß ein Material mit so großen Spannungen bei der Weiterverarbeitung, z. B. beim Gewindeauf- oder -einschneiden, reißen kann, ist ebenfalls verständlich; verwunderlich ist es, daß ein großer Bruchteil doch noch den weiteren Beanspruchungen standhält. Was den Aluminiumzusatz betrifft, so ist zu berücksichtigen, daß die zackigen, großen Tonerdekristalle die Kohäsion vielleicht stark herabsetzen. Zur Verwendung für die üblichen Zwecke sind also solche kaltgezogenen Stangen aus einem Material, das besonders stark zur Verfestigung und damit zur Erhöhung der inneren Spannungen (bis in die Nähe der Kohäsion) neigt, durchaus ungeeignet.

Es gibt nach den Erfahrungen der Messingindustrie grundsätzlich drei Wege, das kaltgezogene Material für die oben besprochenen Verarbeitungen brauchbar zu machen: 1. man läßt das Material (für den vorliegenden Fall etwa bei 500° C) längere Zeit an, 2. man reckt das Material nach dem Ziehen bis über die Fließgrenze, 3. man verwendet sehr schlanke Düsen oder erhöht die Querschnittsabnahme, falls die Festigkeit des Materials dies zuläßt, derartig, daß das Material beim Austritt aus dem Hol fließt, so daß sich an dieser Stelle die Spannungen sofort ausgleichen können[1].

Ob eine der angegebenen Methoden für Stahl wirtschaftlich brauchbar ist, bedarf noch der Klärung.

[1] W. Linicus und G. Sachs: Mitt. Materialpr.-Amt, Sonderheft 16. 1931.

Über die Ursachen von Dampfkesselschäden.

Von **O. Bauer**[1].

Von Ihrer Vereinigung bin ich gebeten worden, Ihnen heute einen Überblick über die im Staatlichen Materialprüfungsamt im Laufe der Jahre gesammelten Beobachtungen und Erfahrungen über die vermutliche Ursache der gelegentlich immer wieder auftretenden Schäden und Zerstörungen an Dampfkesseln zu geben.

Ich möchte vorausschicken, daß die Erfahrungen des Amtes sich ausschließlich auf Kessel mit mittleren Dampfdrucken beziehen. Über das Verhalten der Kesselbaustoffe in Hochdruckkesseln (100 und mehr atü) liegen im Amt bislang noch keine Erfahrungen vor.

Kessel mit niedrigen und mittleren Drucken (bis etwa 30 atü) bilden auch heute noch die überwiegende Mehrzahl und werden es wohl auch noch auf lange Zeit bleiben.

Über die gefährliche Periode, in der man nur zu geneigt war, alle Schäden an Dampfkesseln auf das Speisewasser zu schieben, sind wir hinweggekommen. Es bestand damals in der Tat die große Gefahr, daß die ganze Kesselschadenfrage auf ein falsches, ein Nebengleis geschoben wurde und daß dadurch unser Blick für die wirklichen Ursachen getrübt wurde.

Heute dürfen wir aussprechen, daß auf Grund unserer wachsenden Erkenntnis der Materialeigenschaften sowie durch die im Laufe der Jahre entwickelten und vervollkommneten Untersuchungsverfahren das Dunkel, das vor noch gar nicht so langer Zeit über der eigentlichen Ursache eines plötzlich auftretenden Kesselschadens lastete, im großen und ganzen als gelichtet angesehen werden darf.

[1] Original: Vorgetragen auf der Hauptversammlung der Vereinigung der Großkesselbesitzer E. V. am 22. April 1931 in Dresden. Mitt. d. VGB. Nr. 32, 31. Mai 1931, S. 89.

Digitized by Google

Kennen wir aber erst die Ursache, so ist damit in den meisten Fällen auch die Möglichkeit gegeben, den Schaden in Zukunft zu vermeiden oder wenigstens die schädliche Einwirkung auf ein weniger gefährliches Maß herabzudrücken.

Wenn wir von der Korrosionsfrage, die mit der Speisewasserfrage in engstem Zusammenhang steht und immer nur eine sekundäre Frage bleiben wird, absehen, so schälen sich folgende Punkte, die als die Ursache der Kesselschäden anzusehen sind, heraus:

1. die Materialfrage an sich;
2. die Beeinflussung der Materialeigenschaften durch die Verarbeitung;
3. die durch den Betrieb und die Bauart der Anlage verursachten Kesselschäden;
4. die Art der Schweißarbeit.

1. Die Materialfrage.

In erster Linie maßgebend für die Eigenschaften eines Kesselbaustoffes ist seine chemische Zusammensetzung. Die Forderung geeigneter chemischer Zusammensetzung ist darum von überwiegender Bedeutung, weil es sich hierbei um Mängel handeln kann, die als Geburtsfehler des Materials anzusprechen sind, die im Gegensatz zu ungünstiger Wärmebehandlung nie wieder gut gemacht oder geheilt werden können, die sich durch den ganzen weiteren Werdegang des Werkstoffes durchschleppen und das Material somit für den Kesselbau als nicht verwendungsfähig erscheinen lassen.

Die Forderungen, die bezüglich der chemischen Zusammensetzung an den Kesselbaustoff zu stellen sind, gipfeln in dem Satz:

„Der Kesselbaustoff soll so rein von schädlichen Fremdstoffen (Phosphor, Schwefel, Arsen und nichtmetallischen Einschlüssen) sein, wie es nach dem heutigen hohen Stande der metallurgischen Verfahren zur Erzeugung von Flußstahl nur irgend möglich ist."

Ich sehe absichtlich davon ab, hier bestimmte Zahlen für die anzustrebende chemische Zusammensetzung zu nennen. Das beste Material ist gerade gut genug für den Kesselbau.

Nachdem sich diese Erkenntnis einmal Bahn gebrochen hat, darf ich nach den Erfahrungen des Amtes aussprechen, daß die deutsche Großeisenindustrie ihr voll Rechnung zu tragen bemüht ist.

Während früher (etwa um 1910 herum), als man die schädliche Wirkung gewisser Fremdstoffe noch nicht kannte, mitunter bedenklich hohe Gehalte an Phosphor und Schwefel im Kesselbaumaterial auftraten[1], haben die in den letzten Jahren im Amt ausgeführten chemischen Untersuchungen neuerer Kesselbleche fast ausnahmslos einwandfreie Analysen ergeben; wo noch vereinzelt höhere Schwefel- und Phosphorgehalte vorkamen, handelte es sich meist um ältere Kessel. Ich verweise hierzu auf meinen im Jahre 1927 anläßlich Ihrer 16. ordentlichen Mitgliederversammlung 1927 erstatteten Bericht[1] und auf das damals gezeigte Lichtbild (Abb. 1), in dem die Analysenergebnisse von Kesselblechen nach Art der Großzahlforschung graphisch aufgetragen sind. Die chemischen Untersuchungen wurden bis in die neueste Zeit fortgesetzt, an dem Ergebnis hat sich nichts geändert.

Bezüglich des Einflusses von Arsen habe ich in diesem Kreise im Jahre 1929 einen Bericht erstattet[2], aus dem hervorging, daß die in jedem Flußstahl auftretenden kleinen Mengen von Arsen die Eigenschaften des Materials kaum merklich beeinflussen. Erst bei höheren Gehalten tritt ein schädigender Einfluß auf, insbesondere

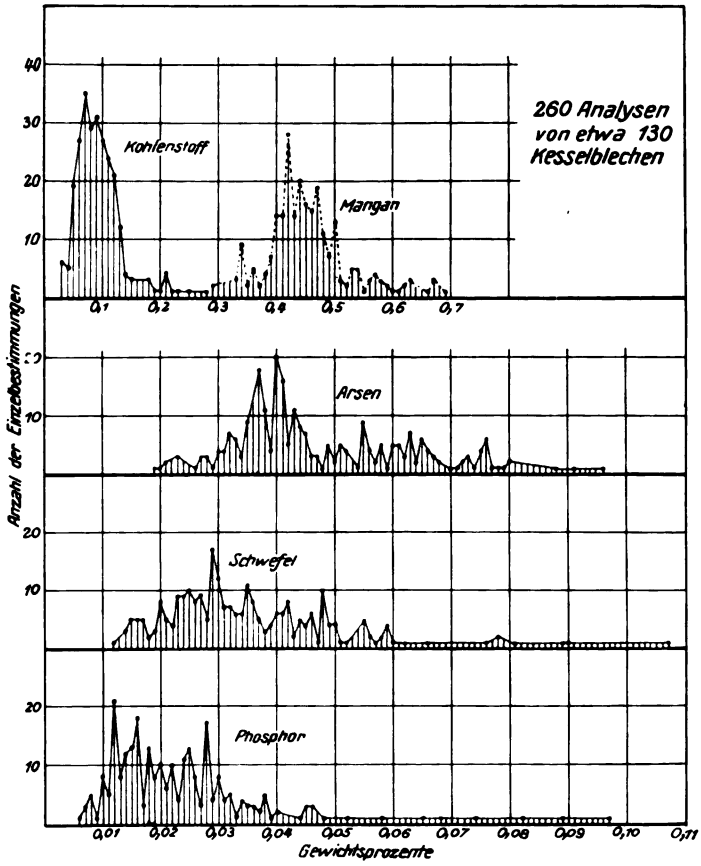


Abb. 1. Analysen deutscher Kesselbleche.

verstärkt Arsen bei hohen Gehalten die schädliche Wirkung von Phosphor und Schwefel.

Darüber, ob sich weiche oder härtere Bleche im Dampfkessel günstiger verhalten, kann nach den im Amt vorliegenden Untersuchungen zur Zeit noch kein abschließendes Urteil abgegeben werden. Im normalen Kesselbau werden zur Zeit immer noch in überwiegendem Maße weiche (kohlenstoffarme) Bleche verwendet. Zusammenfassend darf ich aussprechen, daß nach den Erfahrungen des Amtes bezüglich der chemischen Zusammensetzung der im Kesselbau verwendeten Bleche in neuerer Zeit, von vereinzelten Ausnahmen abgesehen, keine Beanstandungen zu erheben sind.

[1] Siehe z. B. O. Bauer: Phosphorseigerungen in Flußeisen. Vortrag gehalten am 16. Januar 1922 in Mülheim a. R. zur Tagung der VGB. Veröffentlicht in den Mitt. Materialpr.-Amt 1922, S. 71.

[1] O. Bauer: Flußstähle mit geringer Alterungseigerschaft. Mitt. d. VGB. Nr. 15, 20. Nov. 1927.

[2] O. Bauer: Arsen im Flußstahl. Mitt. d. VGB. Nr. 23, 10. Sept. 1929.

Digitized by Google

Um aber diesen derzeitigen hohen Stand des deutschen Kesselbaustoffes aufrechtzuerhalten, halte ich nach wie vor eine ständige Kontrolle der chemischen Zusammensetzung für erforderlich. Zum mindesten sollten die Werks- oder Chargenanalysen den Abnahmeprotokollen beigefügt werden.

Nun wissen wir aber, daß auch das beste Material durch eine falsche Behandlung, z. B. beim Walzen, durch nicht richtige Glühbehandlung usw. verdorben werden kann. Ein solches Material ist als „krank" zu bezeichnen. Durch geeignete Glühbehandlung kann es in den meisten Fällen wieder verwendungsfähig gemacht werden. Gegen die Verwendung eines durch fehlerhafte Behandlung verdorbenen Materials schützen in ausreichendem Maße die Abnahmevorschriften; sie geben bei sachgemäßer Befolgung ausreichende Gewähr dafür, daß nur einwandfrei behandeltes Material zum Bau von Dampfkesseln verwendet wird.

2. Beeinflussung der Materialeigenschaften durch die Weiterverarbeitung.

Vom Walzblech bis zum fertigen Kessel ist ein weiter Weg. Die auf diesem Wege dem Material drohenden Gefahren sind mannigfacher Art. Zunächst bedingt schon das Kaltbiegen der Kesselschüsse eine Verschlechterung der Materialeigenschaften. Der schädigende Einfluß dieser Behandlung ist um so größer, je dicker die Bleche sind und je kleiner der Biegungsradius ist.

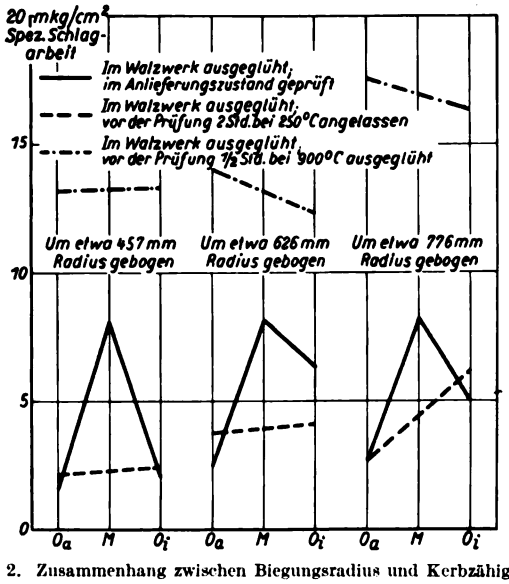


Abb. 2. Zusammenhang zwischen Biegungsradius und Kerbzähigkeit.

Ich habe in diesem Kreise bereits wiederholt auf diesen Umstand aufmerksam gemacht[1]. Das bereits früher gezeigte Lichtbild (Abb. 2) möchte ich Ihnen auch heute wieder vorführen. Es zeigt den Zusammenhang zwischen Biegungsradius und der Kerbzähigkeit.

Die Blechdicke war 25 mm.

Der metallographische Nachweis so geringer Kaltreckungen, wie sie beim Biegen der Bleche auftreten, gelingt mittels des Fryschen Ätzmittels sehr deutlich. Die Abb. 5 und 9 zeigen mit diesem Ätzmittel geätzte Schliffe aus kaltgebogenen Kesselblechen.

Ein weiteres kennzeichnendes Beispiel für die ungünstige Wirkung des Kaltbiegens ist das folgende:

Bei einem Zweiflammrohr-Röhrenkessel, der im Jahre 1906 für 12 atü (Heizfläche 260 m², Blechdicke etwa 23 mm) gebaut war, riß bei der bei 17,5 atü ausgeführten Wasserdruckprobe der dritte Mantelschuß des Unter-

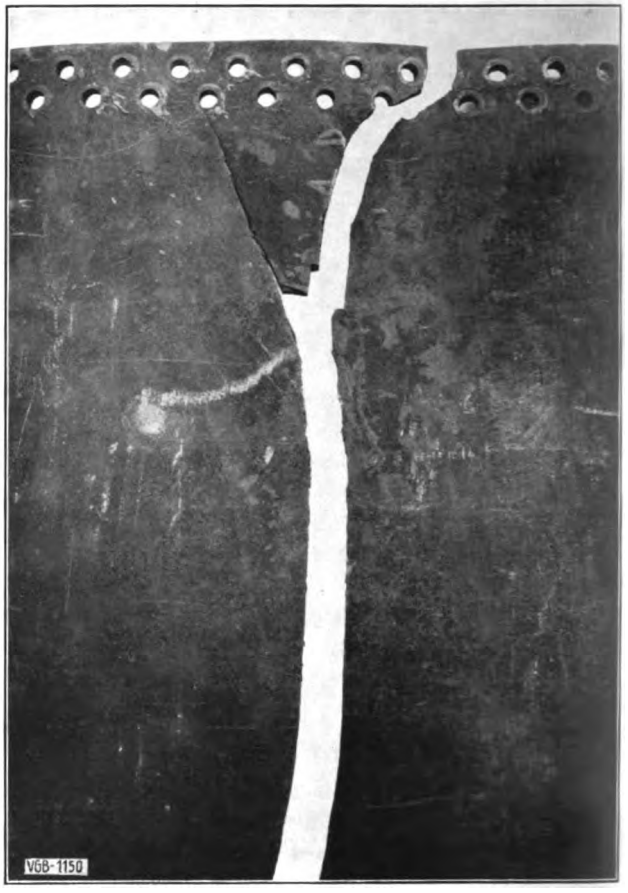


Abb. 3. Mantelschuß III, bei der Wasserdruckprobe gerissen.

kessels quer zum Umfang des Kessels der ganzen Mantellänge nach auf. In Abb. 3 ist ein Abschnitt mit dem Riß im Lichtbild wiedergegeben. Das Bild zeigt, daß der Riß außerhalb der Nietlochreihe verläuft. Die Untersuchung ergab, daß es sich bei diesem Mantelschuß um ein hoch phosphor- und schwefelhaltiges Material mit starker Zonenbildung infolge von Seigerung handelte.

Die Analyse ergab:

Mantelschuß III	Kernzone in Prozenten	Randzone in Prozenten
Kohlenstoff	0,15	0,07
Mangan	0,49	0,46
Phosphor	0,162	0,078
Schwefel	0,093	0,022
Arsen	0,066	0,039

Wie schon gesagt, ist der Kessel im Jahre 1906 gebaut, zu einer Zeit, in der die Kenntnis der Materialeigenschaften noch unvollkommen war und dementsprechend auch die Abnahme der Kesselbaustoffe noch in den Kinderschuhen steckte. Die Bleche waren seinerzeit nach

[1] Tagung in Hannover am 9. Mai 1922 sowie anläßlich der 16. ordentlichen Mitgliederversammlung am 7. Sept. 1927 in Düsseldorf, Nr. 15 der Mitt. d. VGB. vom 20. Nov. 1927 „Flußstähle mit geringer Alterungseigenschaft", S. 16.

Digitized by Google

den Würzburger Normen geprüft worden und hatten den Bedingungen entsprochen.

Heute dürfte ein solches Blech kaum die Abnahme passieren können.

Bemerkenswert ist immerhin, daß das Blech seit dem Jahre 1906 im Betrieb ausgehalten hatte und erst bei der kalten Wasserdruckprobe zu Bruch gegangen ist. Ich komme auf dieses Verhalten noch zurück.

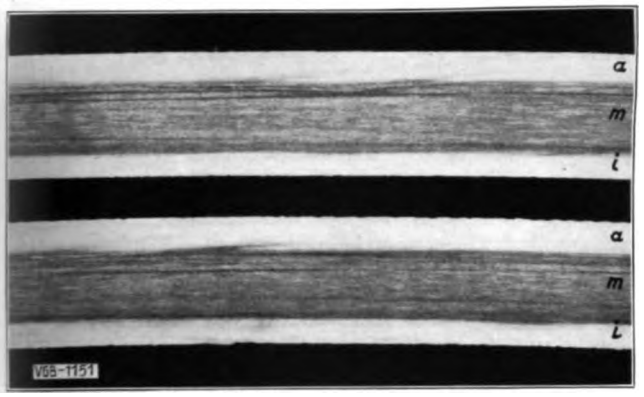


Abb. 4. Schliffe aus Mantelschuß III nach Ätzung mit Kupferammoniumchlorid.

Abb. 4 zeigt zwei Schliffe aus dem Blech nach Ätzung mit Kupferammoniumchlorid. Die starke Dunkelfärbung der Kernzone läßt schon ohne Analyse auf einen hohen Phosphorgehalt schließen.

Abb. 5 zeigt die gleichen Schliffe nach der Ätzung mit dem Fryschen Ätzmittel. Die Kraftwirkungsfiguren, die für kaltgebogene Bleche kennzeichnend sind, sind sehr deutlich ausgebildet. An einigen Druckstellen (bei *a* und *b*) verdichten sie sich zu einer allgemeinen Dunkelfärbung.

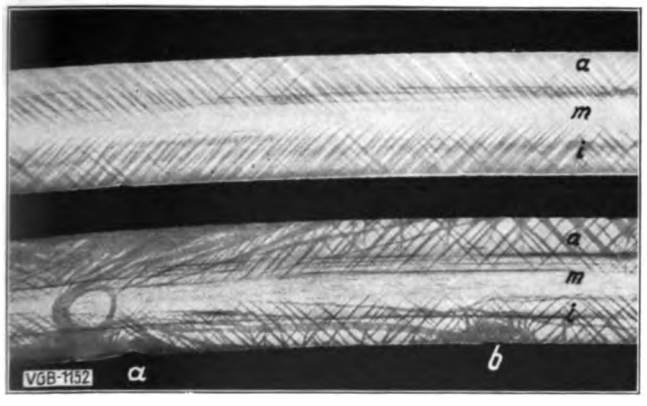


Abb. 5. Schliffe aus Mantelschuß III, mit dem Fryschen Ätzmittel auf Kraftwirkungsfiguren geätzt.

Der schädigende Einfluß des Kaltbiegens tritt am deutlichsten beim Kerbschlagversuch in Erscheinung.

Die Kerbzähigkeit (Probenabmessungen $100 \times 10 \times 8$ mm) des Materials war im Anlieferungszustand, entsprechend dem hohen Phosphorgehalt, an und für sich nur gering und in den Randzonen (*a* und *i*) zum Teil auch sehr schwankend, je nachdem die Proben mehr oder weniger in die stark geseigerte Kernzone (*m*) hineinreichten. Durch Ausglühen konnte auch bei diesem schlechten Material noch eine beträchtliche Erhöhung der Kerbzähigkeit erzielt werden. Die Erhöhung erstreckt sich jedoch vorwiegend auf die wenig geseigerten Randzonen, während die hochphosphorhaltige Kernzone auch nach dem Ausglühen nur geringe Kerbzähigkeit besaß. In Tabelle 1 sind die Mittelwerte der Kerbzähigkeit zusammengestellt[1] und in Abb. 6 graphisch aufgetragen. Beachtenswert ist die hohe Kerbzähigkeit der Randzone bei 250° (Tabelle 1).

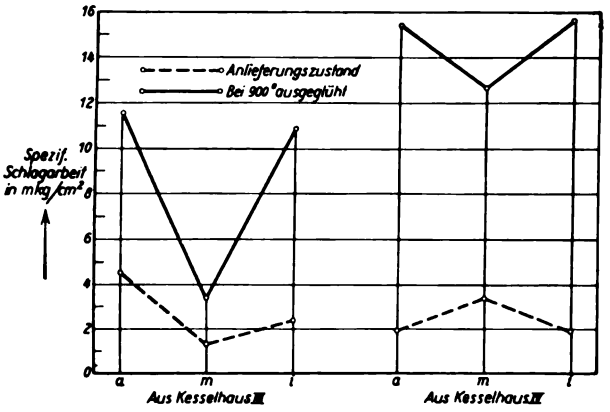


Abb. 6. Einfluß der Kaltbiegung von Kesselböden auf die Kerbzähigkeit

Tabelle 1. Kerbschlagversuche.
(Probenabmessungen $100 \times 10 \times 8$ mm.)

Aus Mantelschuß	Lage der Kerbschlagproben im Kesselschuß		Spez. Schlagarbeit mkg/cm²		
			Anlieferungszustand	½ Stunde bei 900° ausgeglüht	Bei 250° geschlagen
III	in der Umfangsrichtung	*a* an der äußeren Blechwandung	4,5	11,3	(21,5)[1]
		m in der Blechmitte	1,4	5,4	7,6
		i an der inneren Blechwandung	2,4	11,0	(10,8)[1]
IV		*a* an der äußeren Blechwandung	1,9	(15,6)[1]	(19,5)[1]
		m in der Blechmitte	3,4	(12,5)[1]	(19,7)[1]
		i an der inneren Blechwandung	1,9	(15,7)[1]	(24)[1]

Von der Bruchstelle gingen stellenweise feine Haarrisse in das Material hinein, die vorwiegend in den Korngrenzen verliefen.

Abb. 7 zeigt in 200facher Vergrößerung einen solchen Haarriß im mittleren Teil des Blechquerschnittes.

Der schädliche Einfluß des Kaltbiegens kam noch erheblich deutlicher bei der Untersuchung des Mantelschusses IV zum Ausdruck. Der Phosphorgehalt betrug bei diesem Blech nur 0,036, der Schwefelgehalt 0,069%.

[1] Die eingeklammerten Zahlen bedeuten, daß die Proben nicht völlig durchgebrochen waren.

Digitized by Google

Abb. 8 zeigt einen Schliff aus Mantelschuß IV nach Ätzung mit Kupferammoniumchlorid. Schwache Zonenbildung infolge Seigerung ist ebenfalls vorhanden, sie ist jedoch erheblich geringer als beim Schuß III (Abb. 4).

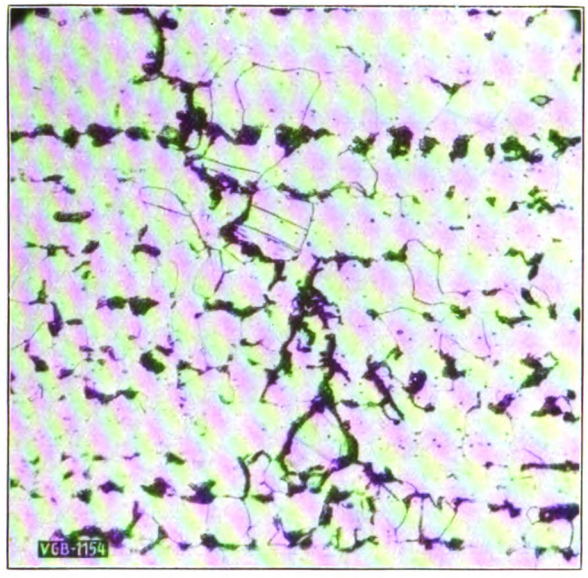


Abb. 7. Haarriß im mittleren Teil des Blechquerschnittes (Mantelschuß III). $v = 200$.

Die Wirkung des Kaltbiegens kommt auch hier im sehr deutlichen Auftreten der Kraftwirkungsfiguren (Abb. 9) zum Ausdruck. Die Ergebnisse der Kerbschlagversuche sind ebenfalls in Tabelle 1 zusammengestellt und in Abb. 6 aufgetragen. Im Anlieferungszustand liegen

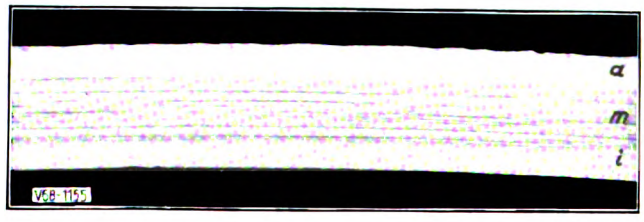


Abb. 8. Schliff aus Mantelschuß IV nach Ätzung mit Kupferammoniumchlorid.

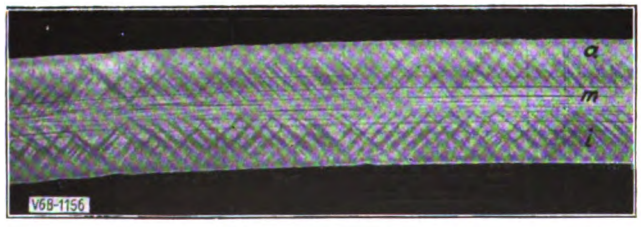


Abb. 9. Schliff aus Mantelschuß IV, mit dem Fryschen Ätzmittel auf Kraftwirkungsfiguren geätzt.

beim Schuß IV, die Werte aus den Randzonen *a* und *i* sogar noch tiefer als beim Schuß III, ein Zeichen, daß Schuß IV etwas stärker kaltgereckt war als Schuß III, wie auch das dichtere Auftreten der Kraftwirkungsfiguren erweist. Die Kernzone *m* hat bei Schuß IV entsprechend dem geringeren Phosphorgehalt etwas höhere Kerbzähigkeit als beim Schuß III. Nach dem Ausglühen ist die Kerbzähigkeit in den Randzonen *a* und *i* außerordentlich stark gestiegen, ebenso, jedoch in geringerem Maße, in der schwach geseigerten Kernzone *m*. Die bei 250° geschlagenen Proben weisen durchgängig sehr hohe Kerbzähigkeit auf. Es ist eine längst bekannte Tatsache, daß beim kohlenstoffarmen Flußstahl die Kerbzähigkeit zunächst mit steigender Temperatur zunimmt. Je nach der Art des Materials erreicht sie zwischen 100 und 300° ihren Höchstwert und sinkt von da an wieder ab.

Dieses Verhalten ist für Dampfkessel von ganz besonderer Bedeutung. Gerade bei den Temperaturen, denen der Kesselbaustoff im Betriebe ausgesetzt ist, ist das Material an sich nicht spröde, sondern besonders zäh; die durch irgendeine ungünstige Behandlung bedingte Verschlechterung der Materialeigenschaften kommt erst bei der Abkühlung auf Zimmerwärme zur Geltung. Hieraus erhellt zugleich, daß die Wasserdruckprobe für die Sicherheit des Kesselbetriebes von großer Bedeutung ist. Sie zeigt rechtzeitig an, daß der Kesselbaustoff eine Verschlechterung erfahren hat, die unter Umständen eine Gefahr für den Betrieb bedingen kann. Die Forderung des Ausglühens kaltgebogener Schüsse oder des Biegens bei Rotglut muß auch heute noch erhoben werden.

Eine weitere Schädigung des Kesselbaustoffes tritt vielfach auch heute noch bei der Nietarbeit auf. Von Baumann, Bauer u. a. ist auf die schädlichen Folgen zu hohen Nietdruckes und der damit verbundenen Quetschung des Materials in der Umgebung der Nietköpfe in Ihren Kreisen immer wieder hingewiesen worden.

Diese Erkenntnis hat dazu geführt, Richtlinien für die bei der Nietarbeit anzuwendenden Drucke aufzustellen. Unzweifelhaft ist hierdurch bereits eine Herabminderung der durch die Nietarbeit bedingten Gefahren erzielt worden, ganz beseitigt sind sie jedoch auch heute noch nicht.

Gestatten Sie mir, an einigen weiteren Beispielen die Zerstörungen, die durch das Kaltquetschen hervorgerufen werden, zu erläutern.

Im Mantel eines Flammrohrkessels waren in den beiden letzten Schüssen A und B in der Nietnaht zahlreiche Risse zu erkennen. Es handelte sich um weiche Bleche von hohem Reinheitsgrad.

Die Blechdicke betrug etwa 13 mm.

	Blech A in Prozenten	Blech B in Prozenten
Kohlenstoff	0,08	0,02
Phosphor	0,038	0,026
Schwefel	0,033	0,031

In der Umgebung der Nietlöcher war das Blechmaterial stark gequetscht, wie Abb. 10 zeigt; das Bild läßt zugleich innerhalb der Nietlochreihe mehrere starke Risse erkennen. Starke Quetschung, wie sie bei hohen Nietdrucken eintritt, gibt beim Ätzen mit dem Fryschen Ätzmittel, da die Kraftwirkungsfiguren dicht beieinander liegen, nur eine allgemeine Dunkelfärbung (siehe auch Abb. 5).

Durch Rekristallisation lassen sich die Begrenzungen der gequetschten Zone deutlicher kenntlich machen. Abb. 11 zeigt einen bei 730° 1 Stunde lang geglühten Schliff zwischen zwei Nietlöchern des Bleches B.

Digitized by Google

Die Kornvergröberung infolge Rekristallisation erstreckt sich über den ganzen Bereich der Materialquetschung.

Die Kerbzähigkeit (Probestababmessungen 100 × 10 × 8 mm) war in unmittelbarer Nähe der Nietlöcher, also in der gequetschten Zone, nur sehr gering; nach dem Ausglühen hatten beide Bleche, wie aus Tabelle 2 hervorgeht, auch in dieser Zone sehr hohe Kerbzähigkeit.

Abb. 10. Nietloch mit Rissen in Blech A.

Abb. 11. Rekristallisationsgefüge in der Umgebung der Nietlöcher (Blech B). $v = 2$.

Tabelle 2. Kerbschlagversuche.
(Probenabmessungen 100 × 10 × 8 mm.)

Aus Blech	Lage der Kerbschlagprobe im Kesselblech		Spez. Schlagarbeit mkg/cm²	
			Anlieferungszustand	½ Std. bei 900° ausgeglüht
A	in der Umfangsrichtung des Kessels	an der äußeren Blechwandung	2,2	(19)[1]
		an der inneren Blechwandung	1,7	(20)[1]
B		an der äußeren Blechwandung	1,6	(24)[1]
		an der inneren Blechwandung	1,7	(22)[1]

Aufdornen nicht genau passender Nietlöcher und übermäßiges Aufreiben bedingen die gleichen Gefahren wie zu hohe Nietdrücke.

Auch das Einwalzen der Rohre kann je nach dem dabei angewendeten Druck eine Stauchung der Rohrlochwandungen bedingen[1] und damit zu Rißbildungen Veranlassung geben. Abb. 12 zeigt die Wandung eines Rohrloches von dem Oberkessel eines Wasserrohrkessels. Die in Abb. 12 erkennbaren Risse erstrecken sich in vielfachen, zwischen den Korngrenzen verlaufenden Verzweigungen (s. Abb. 13, $v = 100$) bereits ziemlich tief in das Blechmaterial hinein, sie müssen, wie auch bei den Nietlochrissen, später einmal zum Bruch des Kessels führen.

Die beabsichtigte oder unbeabsichtigte Kaltreckung oder Kaltquetschung eines an sich gesunden Werkstoffes spielt in der Tat die Hauptrolle bei der durch die Weiterverarbeitung verursachten Verschlechterung der Materialeigenschaften. Selbstverständlich können noch eine Reihe weiterer Umstände, wie z. B. örtliche Überhitzung, Ausrichten nicht genau passender Teile bei Blauwärme, Bördeln bei zu niedriger Temperatur usw., das Material

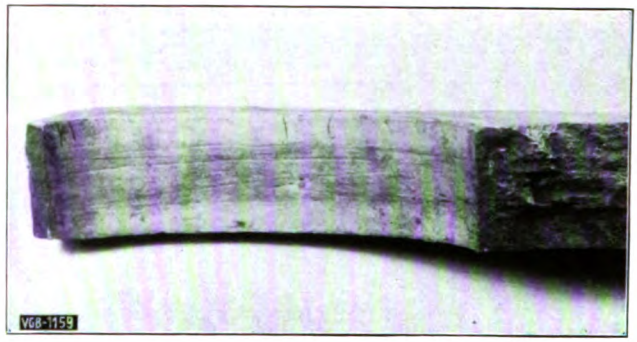


Abb. 12. Anrisse auf der Wandung eines Rohrloches.

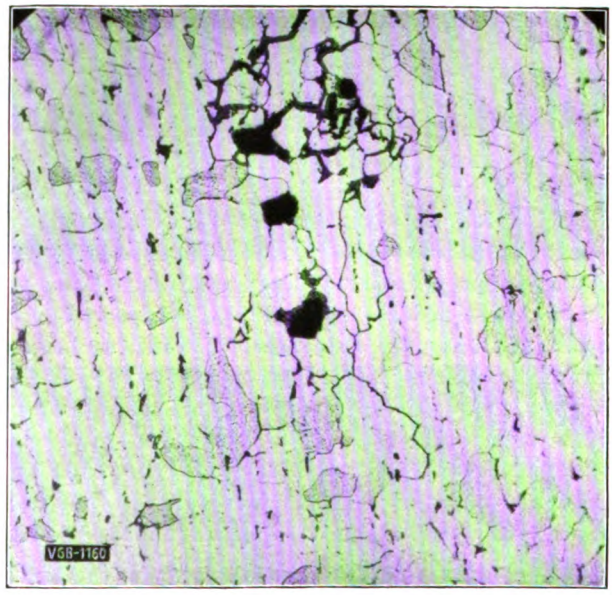


Abb. 13. Von der Rohrlochwandung ausgehender weitverzweigter Haarriß. $v = 100$.

verschlechtern. Alle diese Fehler sind aber in einer gut geleiteten und beaufsichtigten Kesselschmiede leicht zu vermeiden. Bei den zahlreichen, im Staatlichen Materialprüfungsamt untersuchten schadhaften Blechen traten sie gegenüber den durch Kaltreckung oder

[1] Nicht völlig durchgebrochen.

[1] O. Bauer und H. Arndt: Der Einfluß des Einwalzens von Rohren auf gewöhnliches Kesselblech und auf Izettblech. Z. bayr. Rev.-V. Bd. 32, S. 292. 1928.

Digitized by Google

Kaltquetschung bedingten Kesselschäden fast ganz zurück.

Die Hüttenindustrie liefert, wie Sie ja wissen, neuerdings ein Material, das wesentlich unempfindlicher gegen die schädliche Wirkung der Kaltreckung ist. Als ich Ihnen seinerzeit über Versuche mit Izettmaterial von Krupp[1] berichtete, sagte ich: „Es wäre ein großer Rückschritt, wollte man jetzt auf Grund der Verwendung sogenannten alterungsbeständigen Materials bei der Herstellung der Dampfkessel weniger Sorgfalt walten lassen als bisher." Dieser Satz gilt auch heute noch in vollem Umfange.

3. Die durch den Betrieb und die Bauart der Anlage verursachten Kesselschäden.

Die ausschließlich durch den Betrieb verursachten Kesselschäden hängen vorwiegend mit der Speisewasserfrage (Kesselsteinbildung, Rostschäden usw.) und mit der Feuerungsfrage zusammen. Auf die Speisewasserfrage, die als Korrosionsfrage ein Spezialgebiet ist, will

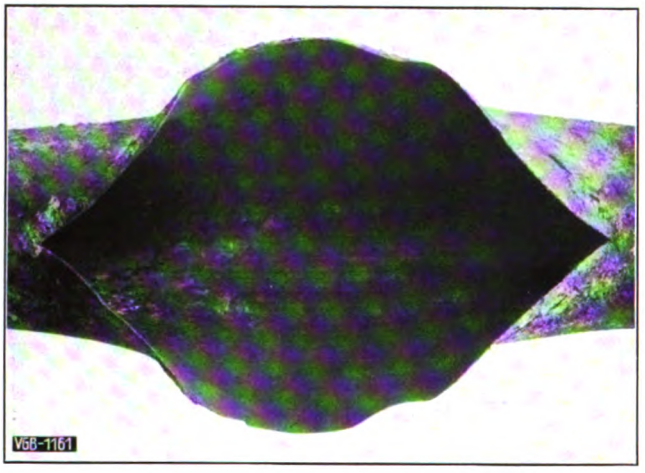


Abb. 14. Im Betrieb gerissenes Siederohr.

ich heute nicht eingehen. Die Feuerungsfrage ist eng mit der Frage der Bauart der ganzen Anlage verknüpft, so daß eine strenge Scheidung hier nur schwer möglich ist. Ich beabsichtige daher, die durch den Betrieb und durch die Bauart bedingten Kesselschäden, soweit sie bei den im Staatlichen Materialprüfungsamt untersuchten Fällen in Erscheinung getreten sind, zusammen zu besprechen.

In früheren Zeiten, als die Kesselbauart noch eine sehr einfache war, traten schwerwiegende, durch den Betrieb verursachte Kesselschäden nur sehr vereinzelt und nur in besonders krassen Fällen von Nachlässigkeit und Unachtsamkeit auf, wie z. B. Anheizen, bevor der Kessel mit Wasser gefüllt war oder vorzeitiges Ablassen des Speisewassers, Versagen der Sicherheitsventile usw.

Diese Fälle dürfen in einem gut geleiteten, neuzeitlichen Kesselbetrieb nicht vorkommen und lassen sich auch bei einiger Achtsamkeit vermeiden.

Schwieriger war es bei der Neukonstruktion von Kesseln hoher Leistung, von vornherein zu übersehen, wie sich das ganze Aggregat im praktischen Betrieb verhalten wird.

[1] O. Bauer: Flußstähle mit geringer Alterungseigenschaft. Mitt. d. VGB. Nr. 15 v. 20. XI. 1927.

Schon der im Betrieb auftretende Wasserumlauf war vorher oft nur schwer zu übersehen, jedenfalls entsprach er in vielen Fällen nicht der Erwartung.

Die durch ungenügenden Wasserumlauf verursachten Schäden betreffen in erster Linie die Siederohre.

Abb. 14 zeigt das bekannte Bild eines im Betrieb gerissenen Siederohres. Kesselstein war nicht vorhanden, ebenfalls keine Materialfehler.

Abb. 15 zeigt in 200facher Vergrößerung das Kleingefüge an der Bruchstelle. Es ist martensitisch, weist somit deutlich auf ein örtliches Erglühen der Rohrwandung mit nachfolgender Abschreckung hin.

Ein mit Wasser gefülltes Rohr kann nicht zum Erglühen kommen. Aller Wahrscheinlichkeit nach war der Wasserumlauf unzureichend, so daß sich Luft- bzw. Dampfsäcke bilden konnten. An solchen Stellen ist der

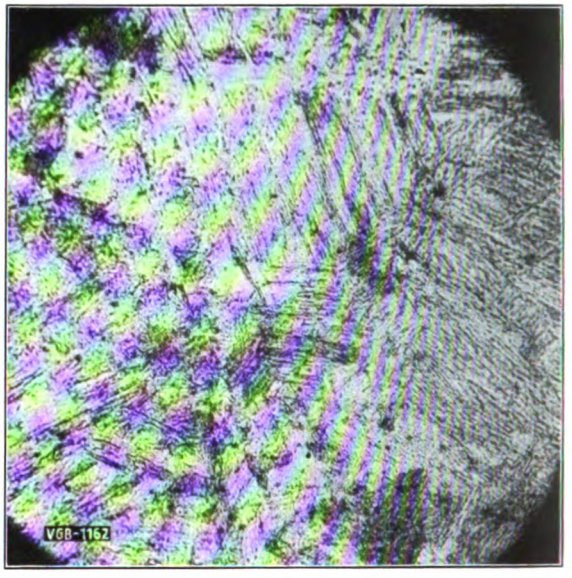


Abb. 15. Kleingefüge an der Bruchstelle (Siederohr Abb. 14). $v = 200$.

Wärmeabfluß nur ein sehr unvollkommener, und das Rohr kommt zum Erglühen, bildet Beulen und reißt schließlich auf. Das nun plötzlich nachströmende Wasser schreckt die zum Erglühen gekommene Rohrwandung ab, wodurch sich auch das martensitische Gefüge an der Bruchstelle erklärt. Im Amt sind ähnliche Fälle von Siederohrbrüchen wiederholt untersucht worden. Nach Veränderung bzw. Verbesserung des Wasserumlaufes traten sie bei demselben Kessel nicht mehr auf.

Solche Rohrbrüche sind noch verhältnismäßig harmlos, der Schaden kann ohne wesentliche Kosten wieder behoben werden. Weit kostspieliger und gefährlicher sind die Schäden, die als Folge zu starrer Bauart der ganzen Anlage auftreten.

Die Temperaturen sind an den verschiedenen Stellen eines modernen Dampfkessels (Unterkessel, Oberkessel, Siederohre usw.) außerordentlich verschieden.

Das Eisen, dessen Ausdehnungskoeffizient verhältnismäßig hoch ist, dehnt sich an den verschiedenen erhitzten Stellen sehr verschieden aus. Die Bauart muß unbedingt dieser Tatsache Rechnung tragen; die ganze Anlage muß also in sich elastisch sein.

Digitized by Google

Gerade auf dem Gebiet der Konstruktion ist viel gesündigt worden. In der Absicht, eine größere Sicherheit zu gewährleisten, hat man vielfach die ganze Anlage so starr wie möglich gemacht, Versteifungen und Verstärkungen angebracht und dadurch meist gerade das Gegenteil von dem erzielt, was beabsichtigt war. Zwei Beispiele zeigen, wie sich eine zu starre Bauart auf den Kesselbaustoff auswirkt.

In dem einen Falle handelte es sich um einen Zirkulations-Wasserrohrkessel, der im Jahre 1922 für 16 at Dampfspannung (Heizfläche 602 m²) gebaut war. Der Oberkessel, der durch eine innen aufgenietete Lasche an den Einmündungsstellen der Wasserrohre verstärkt war, wies an der verstärkten Stelle zahlreiche Risse auf, die teils von den Niet- und Rohrlöchern ausgingen, teils aber auch, ohne mit den Löchern im Zusammenhang zu stehen, im vollen Blech auftraten. Bemerkenswert war, daß sich die Risse ausschließlich an der verstärkten Stelle zeigten.

In der Abb. 16 sind Risse auf der Berührungsfläche des Mantelbleches mit der Lasche, in Abb. 17 Rißbildungen auf der Berührungsfläche der Lasche wiedergegeben. Abb. 18 entspricht einem Querschnitt durch das Mantelblech und Abb. 19 einem solchen durch die Lasche. Die Risse erstrecken sich tief in das Material hinein; sie folgen in beiden Fällen in vielfachen feinen Verzweigungen den Korngrenzen des Materials.

Abb. 20 zeigt in 100facher linearer Vergrößerung den Verlauf eines Risses im Mantelblech und Abb. 21 ($v = 100$) den Verlauf eines Risses in der Lasche. Die Verstärkungslasche hat offensichtlich ihren Zweck verfehlt, denn sie ist selbst völlig zerklüftet und zerrissen, sie hat aber auch das Mantelblech nicht schützen können, wie die zahlreichen, im Mantelblech aufgetretenen Risse beweisen.

Ganz ähnlich lagen die Verhältnisse bei dem zweiten Beispiel. Auch hier war ein Versteifungsblech an der Verbindung mit dem Unterkessel angenietet. An dieser Stelle traten sowohl in dem Mantelblech wie auch im Versteifungsblech vorwiegend in der Umgebung der Nietlöcher, vereinzelt jedoch auch außerhalb derselben zahlreiche Risse auf.

Alle anderen Nietlochreihen waren rißfrei. Daraus ergibt sich einwandfrei, daß in den beiden erwähnten Fällen nicht die Nietarbeit an sich zu den Rißbildungen Veranlassung geben hat, sondern die zu steife Bauart der Anlage. Die Kessel konnten, insbesondere an den verstärkten Stellen, den durch die Temperaturunterschiede bedingten Bewegungen nicht elastisch folgen, der Baustoff wurde über seine Streckgrenze beansprucht und mußte schließlich reißen. Daß die Risse zuerst an den Nietlöchern auftreten, ist verständlich, da die Nietlochreihe stets die empfindlichste Stelle im Blech ist.

Diese Beispiele von Schäden infolge zu starrer Bauart ließen sich beliebig vermehren. Als Nutzanwendung für den Konstrukteur ergibt sich folgendes:

„Schon bei der Konstruktion ist sorgfältig darauf zu achten, daß der Dampfkessel in allen seinen Teilen den durch die Temperatur bedingten, zum Teil verschiedenen Ausdehnungen des Baustoffes elastisch folgen kann. Das gleiche gilt für die Aufstellung, Einmauerung oder Aufhängung des ganzen Aggregats."

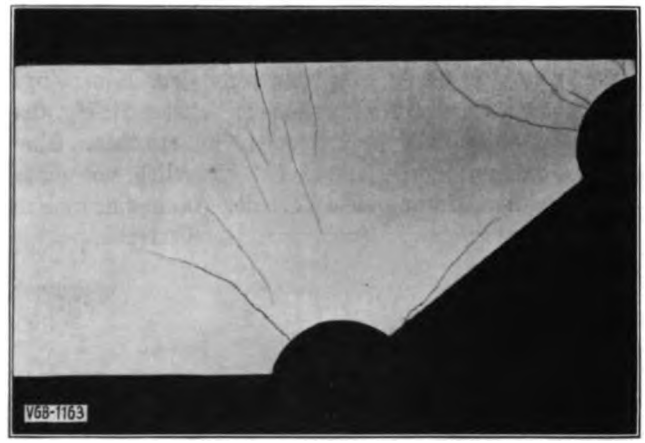


Abb. 16. Risse auf der Berührungsfläche des Mantelbleches mit der Lasche.

Abb. 17. Risse auf der Berührungsfläche der Lasche mit dem Mantelblech.

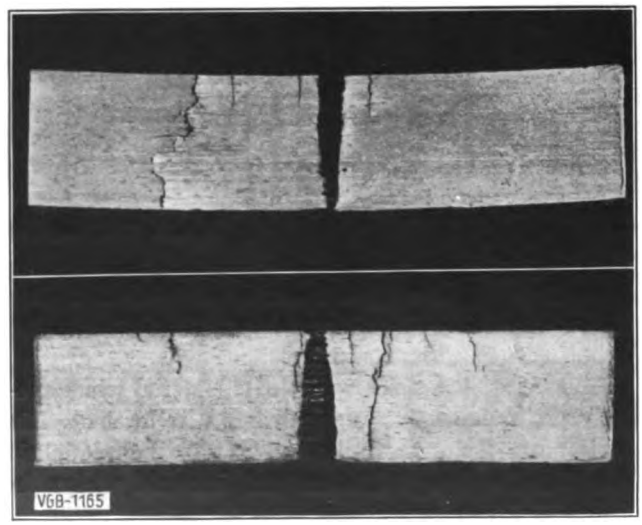


Abb. 18 (oben). Risse im Mantelblech.
Abb. 19 (unten). Risse in der Lasche.

Digitized by Google

4. Die Art der Schweißarbeit.

Das Schweißen ist wohl das älteste Verfahren, um zwei Metallstücke miteinander zu verbinden. Neuerdings versucht man auch im Kesselbau mit gutem Erfolg, die Nietarbeit durch die Schweißarbeit zu ersetzen. Eine gute, überlappte Schweißung hat sicherlich vor einer weniger guten Nietung viele Vorteile. Kaum eine andere Arbeit ist aber eine so ausgesprochene Vertrauensarbeit wie gerade das Schweißen. Schon bei der einfachen alten Überlappungsschweißung hängt die Güte des Ergebnisses von so manchen Umständen ab.

Zunächst eignet sich nicht jedes Material seiner chemischen Zusammensetzung nach zum Verschweißen. Mit steigendem Kohlenstoffgehalt wächst die Schwierigkeit der Verschweißung; Silizium und Schwefel wirken in jedem Fall ungünstig.

Die zu verschweißenden Teile müssen stark überhitzt werden. Die schädlichen Folgen der Überhitzung müssen durch Überhämmern wieder aufgehoben werden, wobei darauf zu achten ist, daß das Material nicht bei Blauwärme gehämmert wird, wodurch wieder innere Spannungen und Anrisse entstehen können. Nachträgliches Ausglühen ist immer zu empfehlen.

Sie sehen also, daß an das Wissen und Können des die Schweißarbeit Ausführenden recht vielseitige Ansprüche gestellt werden.

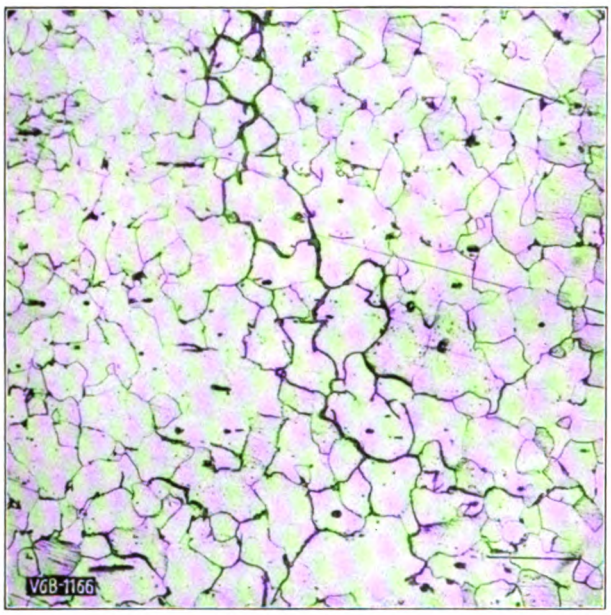


Abb. 20. Verlauf eines Risses im Mantelblech. $v = 100$.

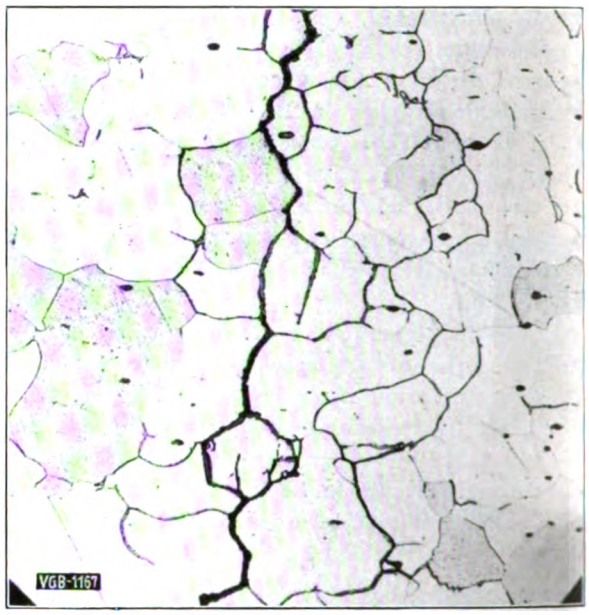


Abb. 21. Verlauf eines Risses in der Lasche. $v = 100$.

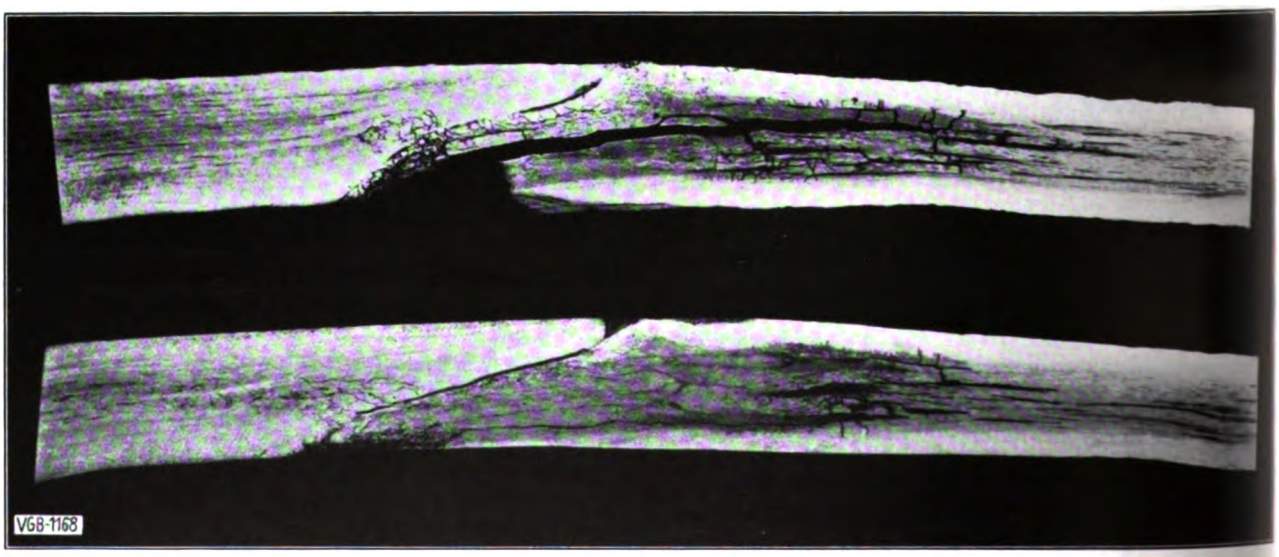


Abb. 22. Fehlerhafte überlappte Schweißung. $v = 1$.

Ist die Schweißung ausgeführt, so bleibt immer noch die Frage offen, ob sie gelungen ist, da äußerlich etwaige Fehler (nicht verschweißte Stellen) nicht zu erkennen sind. Abb. 22 zeigt eine durchaus mangelhafte, überlappte Verschweißung. In der Schweißnaht selbst treten zahlreiche, zum Teil nesterförmig angeordnete, nichtmetallische Einschlüsse vorwiegend sulfidischer Natur (Abb. 23, $v = 100$) auf. In näherer Umgebung der geschweißten Stelle ist das eine Blech in der Seigerungszone völlig aufgespalten und zerklüftet. Das Blech

Digitized by Google

enthielt 0,033% Phosphor, 0,061% Arsen, 0,085% Schwefel.

Das ungünstige Ergebnis ist in erster Linie auf den zu hohen Schwefelgehalt zurückzuführen. Es handelt sich also hier nicht um schlechte Schweißarbeit an sich, sondern um die Verwendung eines für Schweißzwecke ungeeigneten Materials. Bei einer einwandfreien, überlappten Schweißung soll die Schweißnaht im Schliff kaum

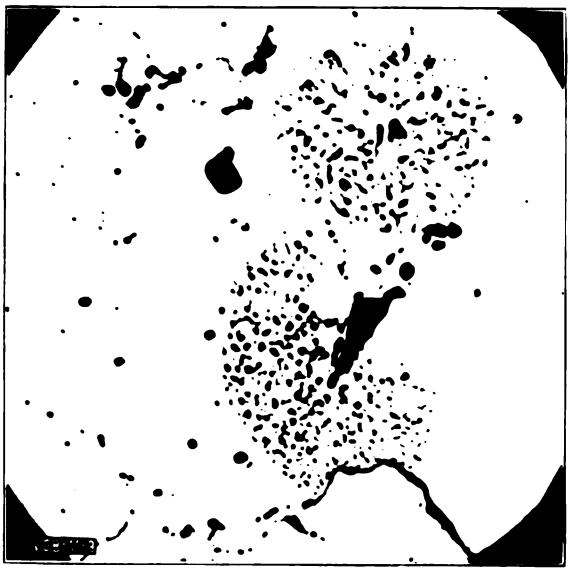


Abb. 23. Nichtmetallische Einschlüsse, vorwiegend sulfidischer Natur, in der Schweißnaht (Abb. 22). $v = 100$.

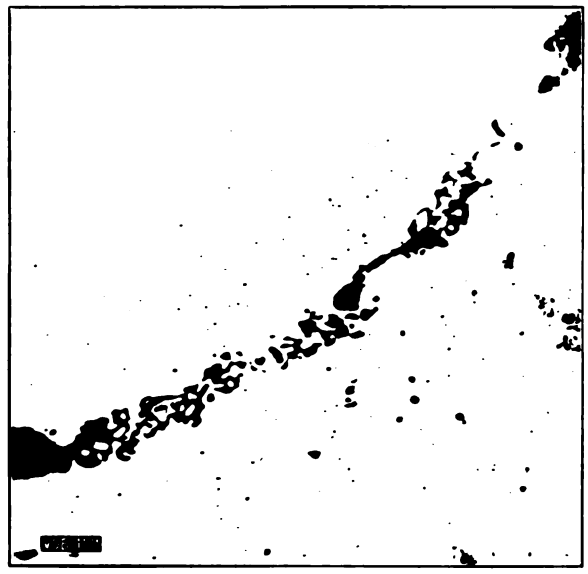


Abb. 25. Undichte Stellen und oxydische Einschlüsse in der Schweißfuge (Abb. 24). $v = 100$.

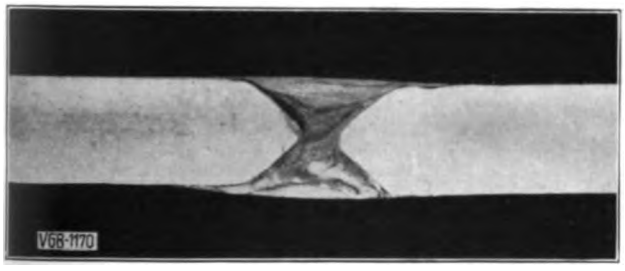


Abb. 24. Schmelzschweißung an einem Kesselblech. $v = 1$.

erkennbar sein, ebenso soll keine wesentliche Gefügeänderung in der Umgebung der geschweißten Stelle vorhanden sein.

Unter Verwendung eines für Schweißzwecke geeigneten Werkstoffes läßt sich obiges Ziel erreichen. Zahlreiche weitere, im Materialprüfungsamt ausgeführte Untersuchungen von überlappt geschweißten Kesselteilen haben zu keinerlei Beanstandungen Anlaß gegeben.

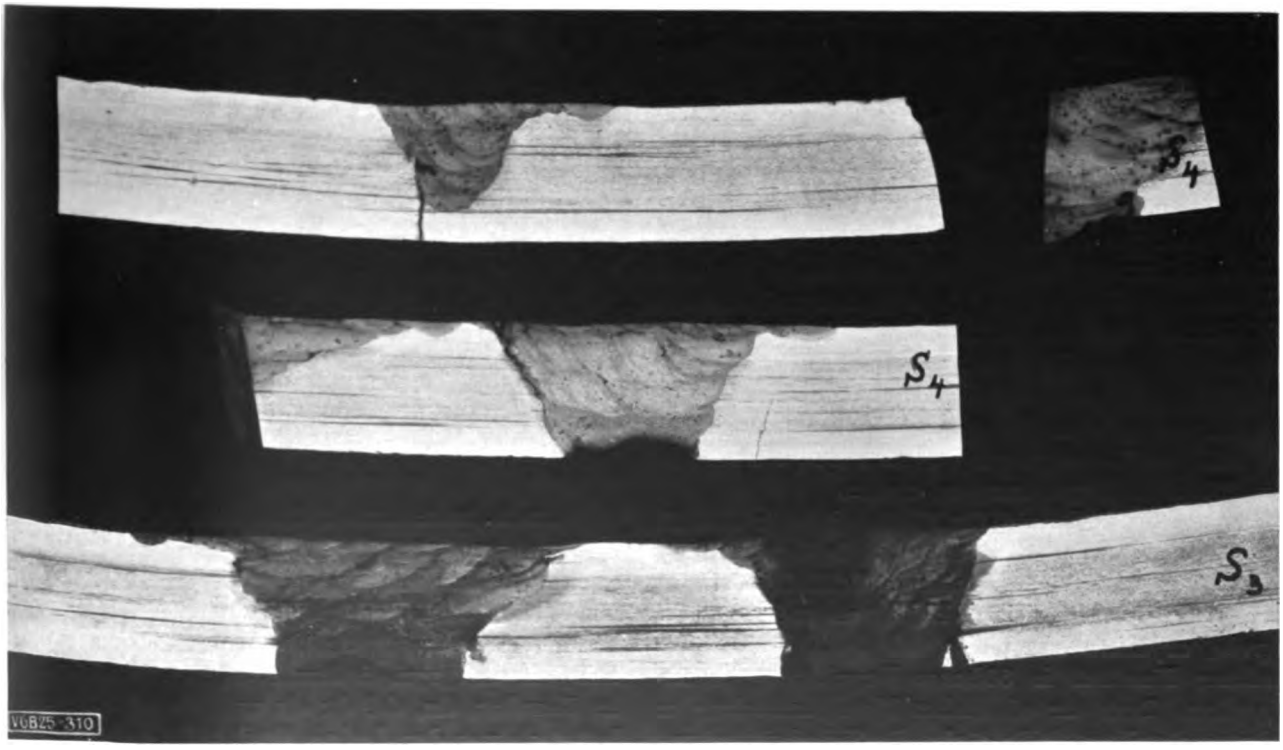


Abb. 26. Schliffe durch die ausgekreuzten, verschweißten Rißstellen.

Digitized by Google

Nicht so günstig liegen im allgemeinen die Verhältnisse bei den Schmelzschweißungen, gleichgültig nach welchem Verfahren sie durchgeführt werden.

Zunächst entsprechen sie mehr einer Verkittung, Verlötung oder Verschmelzung als einer eigentlichen Verschweißung. Das zur Verkittung oder Verlötung verwendete Material hat meist eine andere chemische Zusammensetzung als das zu verbindende Material, so daß sich daraus an und für sich schon verschiedene Festigkeitseigenschaften der Schweißstelle im Vergleich mit dem zu verbindenden Material ergeben. Der Erfolg ist mehr noch als bei der eigentlichen Schweißung von der Geschicklichkeit des die Arbeit Ausführenden abhängig.

Abb. 24 zeigte eine im allgemeinen gut gelungene Schweißung. An einzelnen Stellen sind jedoch auch hier in der Schweißfuge oxydische Einschlüsse und undichte Stellen vorhanden (Abb. 25, $v = 100$).

Diese Art Schweißung wird nun vielfach zu Reparaturen an Dampfkesseln verwendet.

Bei einem Wasserrohrkessel mit aufgenieteten Sattelstücken waren im Betrieb am hinteren Sattelstück in der Nietlochreihe Risse entstanden, die ausgekreuzt und elektrisch verschweißt wurden. In Abb. 26 sind einige Schliffe durch die verschweißten, ausgekreuzten Rißstellen wiedergegeben.

Abgesehen davon, daß die Verschweißung an sich keineswegs einwandfrei ist — es sind Poren, undichte Stellen und Stellen, an denen kein Zusammenhang mit dem Blechmaterial besteht, vorhanden —, ist auch der Zweck der Reparatur als verfehlt zu betrachten. Zunächst ist es meist gar nicht möglich, bei auftretenden Rißbildungen alle Risse zu erkennen. Die Risse treten meist nicht vereinzelt, sondern in Scharen auf (s. a. Abb. 16, 17 bis 19). Wird auch nur ein Riß nicht gefunden und somit auch nicht ausgekreuzt und verschweißt, so erweitert er sich beim Arbeiten des Kessels im Betriebe unweigerlich und führt schließlich doch zum Bruch des Kessels.

Das Wichtigste aber ist, daß durch eine solche Flickarbeit die eigentliche Ursache für die Rißbildung nicht beseitigt wird. Im vorliegenden Fall war die Ursache unzweifelhaft die zu starre Bauart des Kessels. In der Tat zeigten sich nach Ausführung der Reparatur nach kurzer Betriebsdauer an den gleichen Kesselteilen wieder neue Rißbildungen. Abb. 27a läßt diese neu aufgetretenen Rißbildungen erkennen; Abb. 27b zeigt eine verschweißte Stelle. Die neuen Risse treten zum Teil in der Schweißstelle, zum Teil neben ihr auf. Die von den leichter erkennbaren gröberen Rissen ausgehenden, feinen, interkristallinen Verzweigungen der Risse sind aus Abb. 28 in 200facher Vergrößerung zu ersehen.

Ein weiteres Beispiel für Flickarbeit ist in Abb. 29 wiedergegeben. Es handelt sich um die Verschweißung eines Risses im Flammrohr eines Schiffskessels. Die Schweißstelle weist vielfach Hohlräume und zahlreiche grobe, oxydische Einschlüsse auf. In Abb. 30 ist ein solcher Einschluß in 50facher Vergrößerung wiedergegeben. Trotz der erheblichen Materialanhäufung an der geschweißten Stelle dürfte die Sicherheit dadurch nicht wesentlich erhöht worden sein, da das Schweißgut außerordentlich geringe Kerbzähigkeit besaß. Die spez. Schlagarbeit des Blechmaterials betrug rund 12 mkg/cm², die des Schweißgutes nur 1,2 mkg/cm².

Abb. 31 zeigt schließlich einen unvollkommen verschweißten Krempenriß von einem Flammrohrboden.

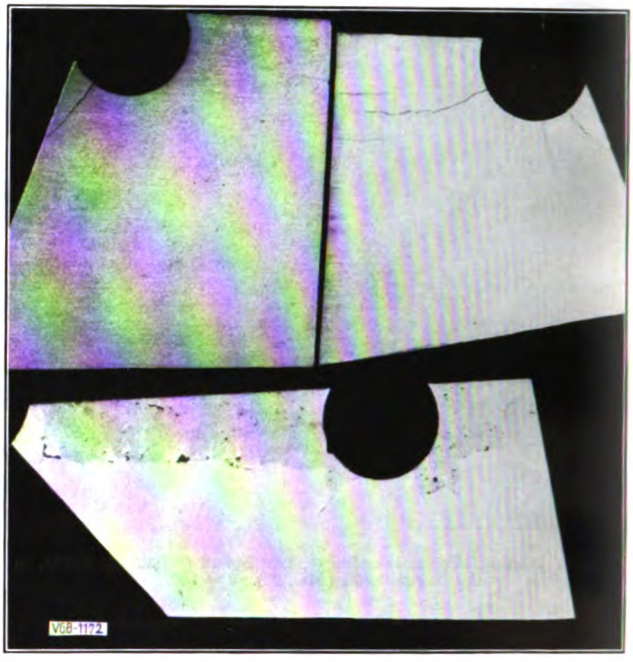


Abb. 27. Oben: Rißbildungen auf dem aufgenieteten Sattelstück. Unten: Verschweißte Stelle.

Der Riß ist nicht völlig ausgekreuzt, und die Schweiße hat den noch vorhandenen Riß nicht ausgefüllt. In Abb. 32 ist ein Teil des nicht ausgefüllten Risses mit der darüber gelagerten, stark porigen Schweiße in 30facher Vergrößerung wiedergegeben. Auch in diesem Falle dürfte die Reparatur ihren Zweck völlig verfehlt haben.

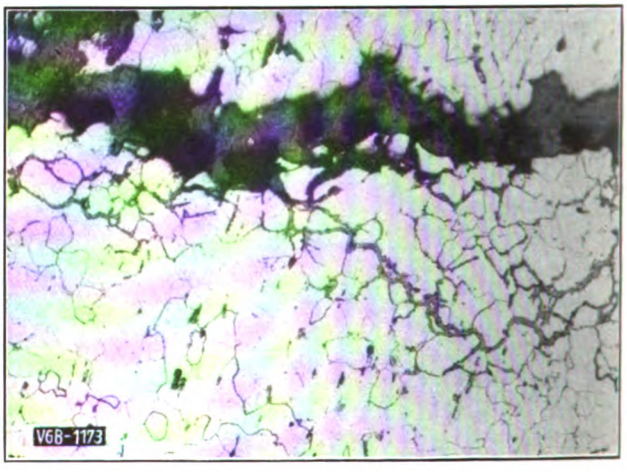


Abb. 28. Interkristalline Rißbildung (Abb. 27). $v = 200$.

Ich habe Ihnen hier vorwiegend im Amt untersuchte, mangelhafte Schweißungen vorgeführt. Selbstverständlich gibt es auch gute Arbeit. Immer aber bleibt der Haupteinwand gegen die Anwendung von Schweißarbeit im Kesselbau der, daß ihr ein unsicheres Moment anhaftet, da man dem fertigen Stück nicht ohne weiteres ansehen kann, ob die Arbeit gelungen ist oder nicht. In

Digitized by Google

neuester Zeit sind zwar eine Reihe von Verfahren zur Nachprüfung der Güte der Schweißung, ohne dabei das Material zu zerlegen, in Vorschlag gebracht und zum Teil auch mit Erfolg in Anwendung gekommen. Ich erwähne nur:

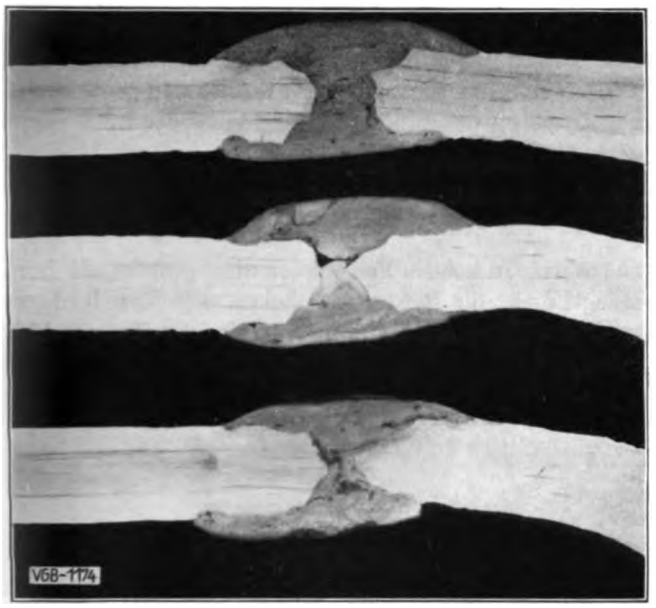


Abb. 29. Verschweißungen an einem Flammrohr eines Schiffskessels.

1. Das elektrische Prüfverfahren von Sperry[1], das zunächst für Schienenschweißungen ausgebildet wurde, das aber bei zweckentsprechendem Ausbau vielleicht auch bei der Prüfung von Schweißungen an Dampfkesseln gute Dienste leisten wird;

2. das magnetische Prüfverfahren von Roux[1]. Die Schwierigkeit besteht hier darin, daß die magnetische Suszeptibilität eines Werkstoffes auch von seinem Gefügeaufbau und Gefügezustand beeinflußt wird;

Abb. 30. Oxydische Einschlüsse in der Schweißstelle (Abb. 29). r = 50.

3. akustisches Prüfverfahren durch Abklopfen und Abhorchen der Schweißnaht. Und schließlich

4. die röntgenographische Prüfung, mit der man bereits gute Erfolge erzielt hat[1].

Es ist aber zu beachten, daß alle erwähnten Verfahren zunächst noch in der Entwicklung und Ausbildung begriffen sind, daß alle ein besonders geschultes, wissen-

Abb. 31. Unvollkommen verschweißter Krempenriß.

schaftliches Personal erfordern, dem zunächst noch keinerlei umfangreiche Praxis und Erfahrung zur Seite steht, und daß sie zum Teil auch recht teuer in der Anlage und

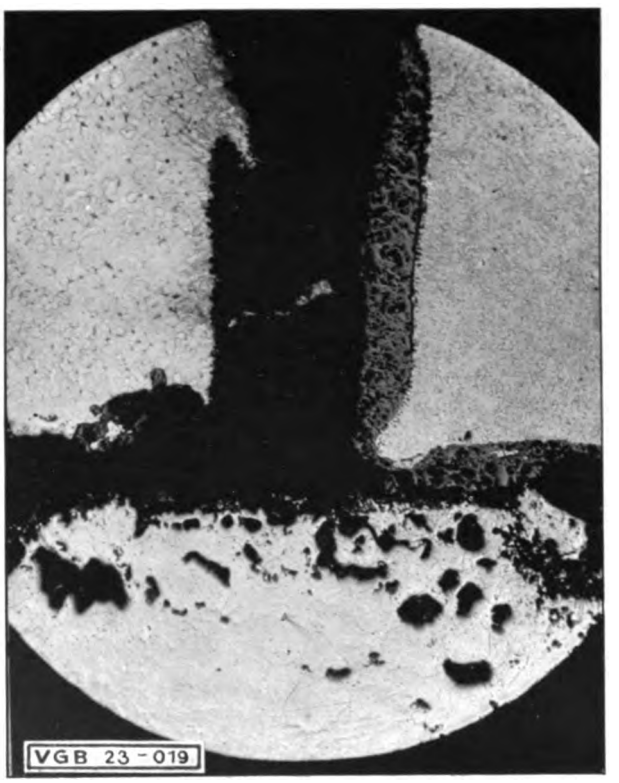


Abb. 32. Teil des unvollkommen verschweißten Krempenrisses (Abb. 31). r = 30.

im Betrieb sind. Die beste Gewähr für eine gelungene Schweißung bleibt zunächst immer noch, die Schweiß-

[1] Näheres siehe „Forschungsergebnisse auf dem Gebiete des Schweißens und Schneidens mittels Sauerstoff und Acetylen". V. Folge. S. 86. Halle a. S.: Verlagsbuchhandlung Carl Marhold 1930.

[1] N. Lefring: Einfluß der Schweißstrombedingungen bei der elektrischen Lichtbogenschweißung von weichem Flußstahl. Versuche über die Schmelzverhältnisse, Festigkeitsprüfungen, Schweißfehleruntersuchungen mittels Röntgenstrahlen." Forsch.-Arb. Ing. H. 332, VDI.

Digitized by Google

arbeit nur von besonders eingearbeiteten, geschickten und gewissenhaften Schweißern ausführen zu lassen.

Zusammenfassung.

Zur Vermeidung von Dampfkesselschäden im Betrieb möchte ich auf Grund meiner Ausführungen folgende Leitsätze aufstellen:

1. Für den Dampfkessel ist der beste Werkstoff gerade noch gut genug. Er soll möglichst frei von Verunreinigungen sein und in sachgemäß ausgeglühtem Zustand dem weiterverarbeitenden Werk von der Hütte geliefert werden.

2. Bei der Weiterverarbeitung zum Dampfkessel ist jede Kaltreckung nach Möglichkeit zu vermeiden.

Werden dicke Bleche um kleine Radien kalt gebogen, so sollten die gebogenen Trommeln nachträglich wieder ausgeglüht werden. Der Nietdruck ist so zu wählen, daß keine Verquetschung des Bleches eintritt.

3. Bevor eine neue Anlage gebaut wird, ist die Frage des Wasserumlaufes nachzuprüfen, ferner ist beim Entwurf darauf zu achten, daß die ganze Anlage in sich elastisch ist, so daß die einzelnen Teile des Kessels der Wärmeausdehnung folgen können, ohne andere Teile dadurch zu schädigen.

4. Treten bei einem Kessel im Betrieb Risse auf, so ist eine nachträgliche Flickarbeit durch Auskreuzen und Verschweißen der Risse meistens wertlos und gefährlich. Die Ursachen der Rißbildung sind entweder in

Materialmängeln,
Herstellungsmängeln oder
Mängeln in der Bauart der Anlage

zu suchen. In keinem Fall werden diese grundsätzlichen Mängel durch die Reparatur behoben. Die Kesselanlage trägt den Keim des Todes in sich, sie ist reif zum Abbruch.

Druck der Spamerschen Buchdruckerei in Leipzig.
Printed in Germany

Digitized by Google

FEB 7 0

Mitteilungen der deutschen
Materialprüfungsanstalten

Sonderheft XX:
Aus dem Staatlichen Materialprüfungsamt zu Berlin-Dahlem

Kohäsionsfestigkeit

Von

Dr.-Ing. W. Kuntze
Ständiges Mitglied und Professor im Staatlichen Materialprüfungsamt
zu Berlin-Dahlem

Mit 77 Abbildungen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1932

Preis RM 11.—

Mitt. dtsch. Mat.prüfgsanst.

Digitized by Google

Digitized by Google

Mitteilungen der deutschen
Materialprüfungsanstalten

Sonderheft XX:
Aus dem Staatlichen Materialprüfungsamt zu Berlin-Dahlem

Kohäsionsfestigkeit

Von

Dr.-Ing. W. Kuntze

Ständiges Mitglied und Professor im Staatlichen Materialprüfungsamt
zu Berlin-Dahlem

Mit 77 Abbildungen

Berlin
Verlag von Julius Springer
1932

Digitized by Google

Digitized by Google

Vorwort.

Mit vorliegender Veröffentlichung ist, abgesehen von der Gepflogenheit, die Forschungsarbeiten des Staatlichen Materialprüfungsamtes zu sammeln, der Zweck verfolgt worden, die Arbeiten an einem in sich geschlossenen, im Amte entwickelten Forschungsgebiet der Öffentlichkeit zu übergeben. Die Inhaltsübersicht wird die Orientierung erleichtern.

Wenn auch auf diese Weise die Veröffentlichung Buchform annimmt, so möge der Leser doch nicht außer acht lassen, daß die nachträgliche Zusammenfügung von Einzelarbeiten manche Unebenheiten des Zusammenhanges mit sich bringt. Auch die damit verbundene Wiederholung von Einzeltatsachen dürfte mit Rücksicht auf die Neuartigkeit des Gebietes nicht von Nachteil sein. Wenn der Leser auf Widersprüche zur früheren Behandlung des Themas, insbesondere in den im Sonderheft 14 zusammengestellten Arbeiten stoßen sollte, so möge er das nicht als Irrtum, sondern als fortschrittliche Überholung des Älteren bewerten. Der Zweck ist ja nicht, ein Lehrbuch mit unumstößlichen Tatsachen zu bringen, sondern den Aufbau eines praktisch nützlichen Wissensgebietes zu zeigen.

Die behandelten Fragen gehören in das Gebiet der Technologischen Mechanik. Erscheinungen, die man in ihrer Auswirkung schon kennt, sollen erklärt und auf gemeinsame Grundlage zurückgeführt werden, um hieraus praktischen Nutzen ziehen zu können. Während Ludwik in seinen „Elementen der Technologischen Mechanik“ die hauptsächlichsten Beanspruchungsformen auf den Schubwiderstand zurückführt, der in dem gewählten Bereiche nur von der Schiebung abhängt, von der Beanspruchungsart aber als praktisch nicht veränderlich angenommen werden konnte, wird hier in weiterem Rahmen die grundsätzliche Veränderlichkeit des Schubwiderstandes behandelt, die ihre Ursache in der Trennungskohäsion des Werkstoffes findet.

In der Versuchsdurchführung und Ausarbeitung hat Herr Dipl.-Ing. A. Krisch wertvolle und selbständige Mitarbeit geleistet.

Berlin-Dahlem, im Juli 1932.

W. Kuntze.

Digitized by Google

Inhaltsübersicht.

Seite

Einleitung 5

I. Teil.
Aufbau.

Seite

1. Elastische Querdehnungen und räumliche Spannungen 7
   a) Elastische Formänderungen 7
   b) Räumliche Spannungen 9
2. Plastizität und Festigkeit. 9
   a) Experimentelle Grundlagen 10
   b) Kritik der Ergebnisse 14
      Fließbeginn 14
      Festigkeit 14
      Bruchdehnung 16
      Trennfestigkeit 16
   c) Zusammenfassende Bewertung der Ergebnisse . 17

*3. Einfluß der Spannungsinhomogenität auf die Festigkeit 18
   a) Höchstlastbedingung als Kriterium 18
   b) Experimentelle Beispiele 18

*4. Einfluß der Verformungsinhomigenität auf die effektive Festigkeit 21
   a) Gestörter und ungestörter Verformungsverlauf im Kernquerschnitt 21
   b) Störungseinflüsse 22
   c) Ungestörtes Verformungs- und Festigkeitsgesetz 23
   d) Verformung des Schaftes 24
   e) Korrektur der relativen Kernfläche und effektiven Spannungen aus der Verformung 24
   f) Zusammenfassung 25

*5. Schub- und Trennwiderstandsgesetz bei räumlicher Zugbeanspruchung 25
   a) Räumliche Hauptspannungen 25
   b) Schub- und Normalspannungen 26
   c) Geometrische Darstellung des Hüllkurvengesetzes für das Lastenmaximum 26
   d) Kritische Folgerungen für die Trennfestigkeit . 27
   e) Gleitflächenmechanismus und Schubwiderstandsgesetz 28
   f) Fließbeginn 30

II. Teil.
Anwendung.

6. Praxis des Kerbzugversuchs 31
   a) Probenform 31
   b) Probenfertigung 32
   c) Fehler der Probenfertigung 34
   d) Probenausmessung 36
   e) Prüfung 36
7. Methodik der technischen Kohäsionsermittlung 37
   a) Prinzip 37
   b) Festigkeitsgesetze des räumlichen Spannungszustands 38
   c) Regeln der Festigkeitsstörungen im ungleichmäßigen Spannungszustand 39
   d) Prüfungsnormen 40
      Trennfestigkeitsprüfung 40
      Kerbempfindlichkeitsprüfung 40
   e) Bewertung der Methodik 40
8. Beurteilung der Werkstoffe nach dem Bruchaussehen gekerbter Proben 41
9. Problemstellung der Metallermüdung. . . . 43
10. Bedeutung und Anwendung 45
   a) Theorie 45
      Kristallographische Grundlagen 45
      Hypothesen der elastischen Kontinua 46
      Inhomogenitätshypothese 47
      Technisches Kohäsionsproblem 48
      Schubwiderstandsgesetz. 48
   b) Werkstoff 50
      Plastizität. 50
      Statische Festigkeit 52
      Schlag- und Dauerfestigkeit 53
      Begriffsdeutung 54
   c) Konstruktion 55
      Statische Beanspruchung 55
      Schlag- und Dauerbeanspruchung 57
      Bemessungspraxis und Werkstoffwahl 59

Schlußwort 60

Literatur 61

Die mit einem * versehenen Abschnitte wurden gemeinsam mit Herrn Dipl.-Ing. A. Krisch bearbeitet.

Digitized by Google

Einleitung.

Die analytische und mathematische Durchdringung der Gesetze des plastischen Gleitwiderstandes ist, wenn auch erst seit kurzem, so doch mit Erfolg von der Kristallehre ausgegangen, nachdem das Röntgenverfahren am künstlichen Kristall eine breite Unterlage von Versuchsergebnissen ermöglichte.

Am vielkristallinen Werkstoff ist die ursächliche Durchforschung nicht über eine Reihe von mathematischen Ansätzen hinausgelangt, weil eine aus technologischen und prüfmethodischen Rücksichten allzu eingeengte mechanische Versuchspraxis weder eine geschlossene noch genügend weitgreifende Unterlage von Ergebnissen liefern konnte. Insbesondere fehlte es immer noch an einer planmäßigen Untersuchung räumlicher Zugbeanspruchung.

Um die Gesetze der räumlichen Beanspruchung zu ergründen, untersuchte man außer den elementaren Beanspruchungsformen Zug, Druck, Schub (Verdrehung) und Kombinationen derselben auch die einzelnen oder kombinierten Beanspruchungsformen unter Hinzufügung von hydrostatischem Druck oder von Innendruck bei geschlossenen Probenkörpern (Rohren).

Die Bereiche sind hierbei beschränkt, da man höchstens in 2 Raumrichtungen Zug erzeugen kann, nicht aber in der dritten. Obgleich man weiß, daß es außer dem Formänderungswiderstand einen Widerstand gegen Trennen gibt, war es nicht möglich, diesen Zustand mit den aufgezählten Mitteln bei plastischen Stoffen zu verwirklichen.

Die Untersuchung unsteter Körperformen (Kerben) bietet hierzu die Möglichkeit. Die Einflüsse ungleichmäßiger Spannungsverteilung, die jede unstete Körperform mit sich bringt, sind zu eliminieren. Die Gestaltung ist so zu wählen, daß die erstrebte Raumwirkung sich gesetzmäßig bis zur Grenzmöglichkeit steigern läßt (allseitig gleicher Zug), also die räumliche Kraftwirkung als Ganzes systematisch erschlossen wird. Ferner muß die Gestalt des Versuchskörpers in ihrer Veränderlichkeit wohldefiniert sein, so daß sie schematisch als formelmäßiger Ausdruck für jeden beliebigen Spannungszustand gelten kann.

Diese Bedingungen erfüllt eine zylindrische Zugprobe mit umlaufender Dreieckskerbe, deren Spitzenwinkel zwischen 0 und 180° und deren Tiefe zwischen der Größe des Zylinderradius und null veränderlich ist (Abb. 45).

Für die Beurteilung der Werkstoffe unter den erzeugten Spannungszuständen soll die Schubspannung oder die Zugspannung in Richtung der größten Hauptspannung maßgebend sein. Bei gesteigerten Spannungen soll nicht der gesamte Kurvenverlauf festgehalten werden, sondern die charakteristischen Zustände des Fließbeginns, des Lastenmaximums und des Zerreißens. Sie sind entsprechend der v. Moellendorffschen Indikation stets durch die Anzeiger I, II und III gekennzeichnet und, soweit es den gesetzmäßigen Aufbau betrifft, sind die zu ihnen gehörenden Verformungen unter gleicher Anlehnung als Querschnittsänderungen auszudrücken, weil das Flächenelement die natürlichste begriffliche Koordination zur Spannung ist.

Zeichenerklärung:

ω = Kerbwinkel in Grad,
f = meistbeanspruchter Querschnitt (Kernquerschnitt),
F = Querschnitt ohne Kerbabzug (Schaftquerschnitt)
$k = \frac{f_0}{F_0} = \frac{d^2\pi/4}{D^2\pi/4}$ relative Kernfläche,
$k' = f_{II}/F_{II}$, relative Kernfläche,
φ = Winkel zwischen Gleitfläche und Zugachse.

Indices:

1, 2, 3 = Richtung der 3 Hauptspannungen,
0 = Ausgangsquerschnitt,
I = Fließbeginn,
II = Lastenmaximum,
III = Bruch,
k = Einkerbung, gekennzeichnet durch die relative Kernfläche,
s = Schaft in Kerbnähe,
ω = Kerbwinkel.

ε = elastische Dehnungen,
$\alpha = 1/E$ elastische Dehnungszahl,
μ = Poissonsche Konstante,
$\alpha_3 = \varepsilon_3/s_1$ Querdehnung je Spannungseinheit,
$\chi = 3\alpha s(1-2\mu)$ elastische Kompression oder Expansion für $s_1 = s_2 = s_3 = s$,
$\psi = 100 - \frac{f}{f_0}100$ Querschnittsänderung in Prozent,
$\psi' = 100 - \frac{f}{f_{II}}100$ Einschnürung in Prozent auf den Höchstlastquerschnitt bezogen,
P = Last,
$s = P/f$ effektive Spannungen,

Digitized by Google

$\sigma = P/f_0$ auf den Ausgangsquerschnitt bezogene Spannungen,
τ = Schubwiderstand,
s_N = Normalspannung zur Gleitfläche,
s_T = Trennfestigkeit,
σ_m = mittlere Spannung,
σ_{max} = Spitzenspannung,
$\sigma_B = \sigma_{II}$ Zugfestigkeit oder Höchstlast. Ist ausdrücklich das Maximum in der Zugkurve gemeint, so wird die Bezeichnung „Lastenmaximum" (σ_{II}) gewählt,
$\sigma_S = \sigma_I$ Streckgrenze,
σ_D = Dauer-Schwingungsfestigkeit,
σ_{DI} = Schwingungsfließgrenze,

σ'_{IIk} = gestörte Zugfestigkeit
σ'_{Ik} = gestörte Streckgrenze
σ'_{Dk} = gestörte Dauer-Schwingungsfestigkeit
} bei Einkerbungen,

$\sigma''_{II} = \sigma'_{IIk}/\sigma_{IIk}$ gestörte Festigkeit in Bruchteilen oder Prozent des Sollwertes,
σ'' = desgleichen für eine festgelegte Prüfform,
$\sigma''_D = \sigma'_{Dk}/\sigma_{Dk}$ gestörte Dauer-Schwingungsfestigkeit in Bruchteilen des Sollwertes,
$\varkappa = \sigma_m/\sigma_{max}$ Spannungsverhältnis,
$\varkappa''$ = dsgl. für eine festgelegte Prüfform,
$s_3/s_1 = 1-k$ Spannungszustand (ist im k-System gleich der nebenstehenden Funktion von k, wenn der Kerbwinkel $\omega = 0°$ ist).

Digitized by Google

I. Teil.

Aufbau.

1. Elastische Querdehnungen und räumliche Spannungen.

Elastische Dehnungsmessungen quer zum äußeren Kraftangriff an gekerbten Rundstäben sind noch nicht ausgeführt worden. Die üblichen Messungen in Richtung der angreifenden Kraft haben hauptsächlich den Zweck, für eine Einkerbung bestimmter Gestalt die ungleichmäßige Verteilung der Spannungen über dem gefährlichen Querschnitt nachzuprüfen. Querdehnungsmessungen erlauben hingegen einen Einblick in die Veränderlichkeit des räumlichen Spannungszustandes infolge wechselnder Kerbform.

Für genannten Zweck genügt die Untersuchung an einzelnen praktisch wiederkehrenden Kerbformen nicht. Zweckmäßig ist eine Reihe von Kerbproben mit planmäßig verstärkter Kerbwirkung, die bei Zunahme der Kerbtiefe erzeugt wird, wobei der Probenquerschnitt wegen des Vorteils der Symmetrie kreisrund ist. Hinsichtlich der Kerbform scheiden die meist untersuchten kreisförmigen Kerben — obgleich diese theoretische Anhaltspunkte geben — sowie die rechteckigen Kerben aus, weil sie sich bei zunehmender Kerbtiefe nicht proportional gestalten lassen. Den Vorteil der Proportionalität bietet dagegen die dreieckige Spitzkerbe (Abb. 2). Die Verhältnisse erinnern an die Ludwiksche Kegelhärteprobe, bei welcher mit zunehmender Eindrucktiefe stets Eindrücke von dreieckigem Querschnitt auftreten, die wegen ihrer Ähnlichkeit eine konstante Härtezahl ergeben; der Kugeleindruck liefert mit zunehmender Eindrucktiefe unähnliche Eindruckquerschnitte[1]. Elastizitätstheoretische Ansätze in der Behandlung der Dreieckskerbe sind wie bei allen unstetigen Querschnittsübergängen nicht möglich; hierauf soll zugunsten des größeren Vorteils der Ähnlichkeitswirkung und des Systems in der Untersuchung verzichtet werden. Mit Hilfe sorgfältig spitzenzentrierter Einspannungen wurde ein biegender Einfluß bestmöglichst vermieden.

a) Elastische Formänderungen.

Zunächst sollen die elastischen Querdehnungen im gekerbten Probenquerschnitt ermittelt werden. Die ungleichmäßige Verteilung der elastischen Dehnungen über den Querschnitt ist bei Proben mit kreisrundem Querschnitt nicht meßbar. Ihr Vorhandensein bei Einkerbungen ist zur Genüge nachgewiesen worden. Die erhöhte elastische Anspannung im Kerbengrund kann als ein Vorauseilen der Beanspruchung gegenüber den anderen Querschnittsteilen betrachtet werden. Solange das Hookesche Gesetz zutrifft, beeinträchtigt die unterschiedliche Spannungsverteilung die Richtigkeit der zu ermittelnden Spannungs-Dehnungsgesetze keineswegs, da ja den meßbaren mittleren Dehnungen im Querschnitt stets meßbare mittlere Spannungen entsprechen.

Die Querdehnungen wurden mit einer Vorrichtung nach Abb. 1 und zunächst bei einer Genauigkeit bis zu 10^{-6} cm (das ist das 20fache der üblichen Genauigkeit bei Martensschen Spiegeln) ermittelt*. In dem Apparat wurden reibende Bewegungen streng vermieden und die

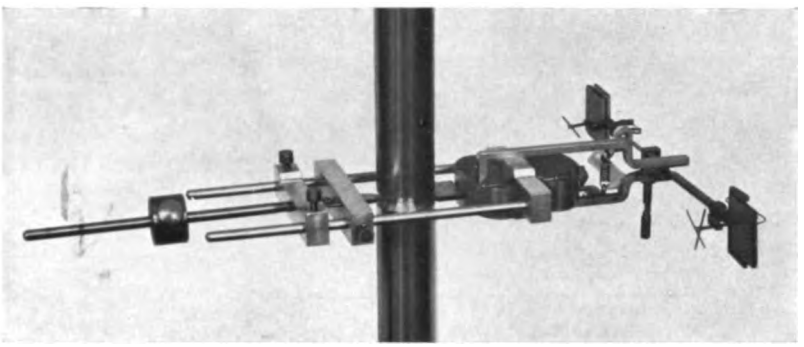


Abb. 1. Querdehnungsmesser. Etwa ½ natürliche Größe.

Übersetzung der Querschnittsänderungen lediglich mittels eines einzigen Schneidenprismas mit Spiegel auf optischem Wege erzeugt. Die Gesamtdrehungen des Apparates wurden durch Beobachtungen an einem festen Spiegel herauskorrigiert. Die Dehnungskurven sind in Abb. 2 und 3 wiedergegeben. Die elastischen Dehnungen ergeben sich aus der Tangente im Fußpunkt an die Kurven, sie sind, wie in den Abb. 2 und 3 angegeben, nach Entlastung der Probe besonders ermittelt worden.

Aus den Kurven ist erkenntlich, daß die Richtung der elastischen Durchmesseränderung bei zunehmender Kerbtiefe wechselt, bei tiefen Einkerbungen wird der Durchmesser unter Zug größer. Die plastischen Verformungen folgen dieser räumlichen Kräfteeinwirkung nicht, sie erzeugen bei allen Kerbtiefen eine Durchmesserabnahme. Die elastische Vergrößerung des Durchmessers ist auf die größere Volumenzunahme bei tieferen Einkerbungen zurückzuführen. Diese wächst unter der Spannungseinheit von $\alpha(1-2\mu)$ im linearen Zustand bis zu $3\alpha(1-2\mu)$ im dreidimensional gleichen Zustand. Der rein plastische

* Der Apparat wurde vom Mechaniker Herrn F. Lange in den Werkstätten des Amtes angefertigt.

Digitized by Google

Verformungsmechanismus setzt jedoch die Unveränderlichkeit des Volumens voraus, so daß einer Verlängerung in der Zugrichtung immer eine Verkürzung in der Querrichtung entspricht.

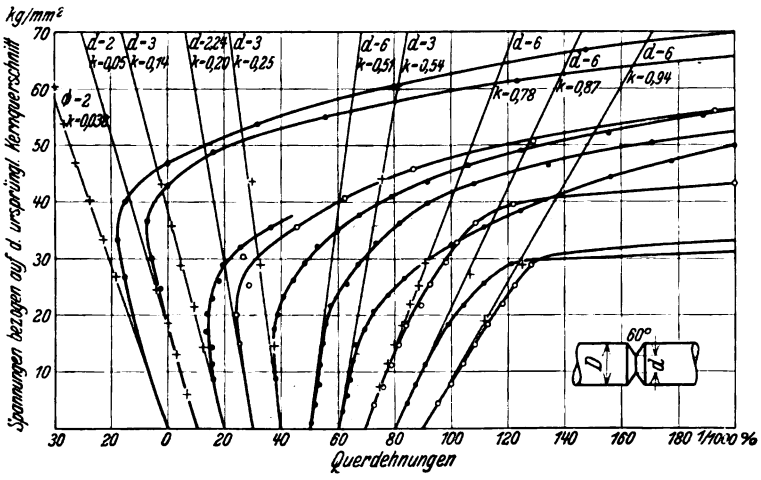


Abb. 2. Querdehnungen im Kernquerschnitt gekerbter Zugproben aus Stahl *R* (0,61% C, 0,53% Mn, 0,26% Si, 0,23% Cr). Durchmesserzunahme nach links, -abnahme nach rechts. ○ ● = Gesamtdehnungen, + = elastische Dehnungen nach Vorrecken und Entlasten gemessen, $k = \frac{d^2\pi/4}{D^2\pi/4}$ = relative Kernfläche.

Die elastischen Querdehnungen unter der Einheit der Längsspannungen $= \varepsilon_{3,k}/s_1$ (worin $\varepsilon_{3,k}$ die auf die Durchmessereinheit bezogene Durchmesseränderung im Kernquerschnitt, also in Richtung der dritten Hauptspannung und s_1 die Spannung in Richtung der ersten Hauptspannung ist) wurden in Abb. 4 über den zugehörigen Kerbtiefen (in k ausgedrückt) aufgetragen. Sie liegen auf einer Geraden, die links auf die Querdehnungszahl $\mu\alpha$ des ungekerbten Stabes zustrebt. Der rechte Grenzwert entspricht der Querdehnung bei gedachter tiefster Einkerbung bis zur Stabachse.

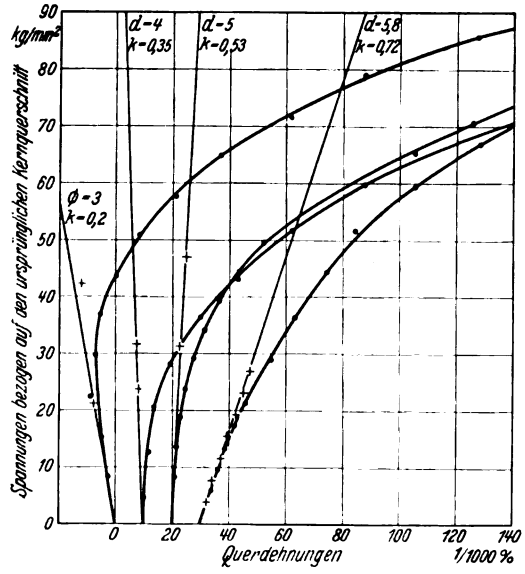


Abb. 3. Querdehnungen im Kernquerschnitt gekerbter Zugproben. Bezeichnungen wie Abb. 2, Werkstoff wie Abb. 2, jedoch vor dem Einkerben bis zur Höchstlast vorgereckt.

Da nun bei diesen Versuchen die Messungen nach starker plastischer Verformung und sehr hoher Beanspruchung (bis zu 80 kg/mm²) ausgeführt werden mußten, um mit gehobener Fließgrenze genügend große Zahlenwerte zu erhalten, so könnten wegen der unübersichtlichen Spannungsverteilung die elastischen Werte durch plastische Anteile beeinflußt worden sein. Es wurden daher für den gleichen Kerbwinkel bei zwei verschiedenen Kerbtiefen Kontrollversuche mit noch größerem Über-

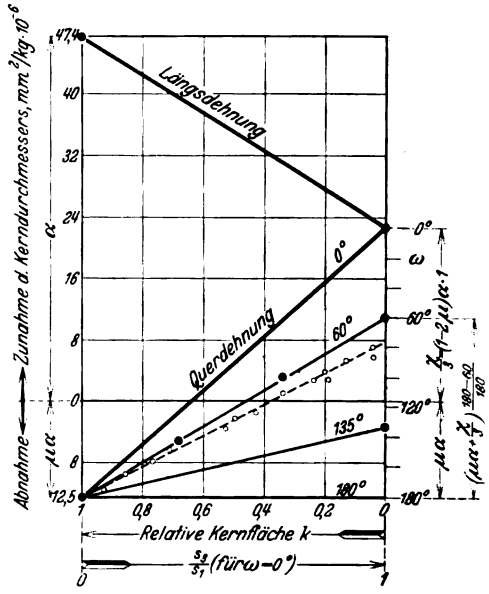


Abb. 4. Elastische Quer- und Längsdehnungen für die Spannungs- und Kerndurchmessereinheit in Abhängigkeit von der relativen Kernfläche k und dem Kerbwinkel ω bei Kerbzugproben. ● = Versuchswerte unterhalb der Elastizitätsgrenze ermittelt; Mittelwerte aus zahlreichen Versuchen. ○ = Gestörte Versuchswerte, ermittelt nach starker plastischer Vorbeanspruchung der gekerbten Probe; Werte sind aus Abb. 2 und 3 entnommen.

setzungsverhältnis der Meßapparatur (Ablesegenauigkeit $= 3{,}3 \cdot 10^{-7}$ cm) vorgenommen. Der Kerndurchmesser wurde etwa verdreifacht (für $k = 0{,}69$, $d = 15$ mm; $k = 0{,}35$, $d = 10$ mm), und die Belastungen auf 0,5 bis 4 kg/mm² verringert, so daß an keiner Stelle des Querschnittes die Streckgrenze überschritten wurde.

Die in Abb. 4 eingezeichneten beiden Kontrollpunkte, die das Mittel aus je etwa 20 Einzelmessungen darstellen, ergaben Dehnungswerte, die gegenüber der ersten Meßreihe mehr in Richtung einer Durchmesserzunahme lagen. Damit wurde die Annahme bestätigt gefunden, daß nach vorangehender plastischer Beanspruchung der gekerbten Probe die Meßwerte nicht rein elastisch bleiben und ungestörte Werte nur zu erwarten sind, wenn die gekerbte Probe vor der Messung nicht plastisch beansprucht war und insbesondere die Messungen bei sehr geringen Lasten ausgeführt werden.

Die Störung ist wohl darauf zurückzuführen, daß neben einer allgemeinen Erhöhung der Fließgrenze durch Vorrecken beim Entlasten auch plastische Druckzonen entstehen, die einen Bauschingereffekt hervorrufen[2].

Die ungestörten Versuchspunkte lagen ebenfalls auf einer Geraden.

Außerdem wurden für einen Kerbwinkel von 135° bei verschiedener Kerbtiefe ($k = 0{,}69$, $= 0{,}48$, $= 0{,}29$), jedoch gleichem Außendurchmesser von $D = 10$ mm Messungen bei gleichfalls geringer Belastung ausgeführt. Es stellte sich bei diesen Messungen heraus, daß große Kerbwinkel größere Probenlängen erforderten, weil sich sonst der Einfluß der Einspannung auf das räumliche Kraftfeld bei den Messungen im Sinne einer Durchmesserabnahme bemerkbar machte. Dieser störende Einfluß wurde aber mit abnehmendem Kernquerschnitt immer

Digitized by Google

geringer, weil das Verhältnis Probenlänge zu Querschnitt dadurch günstiger wurde. Es wurden daher diese Versuche so ausgewertet, daß die bei verschiedener Kernfläche aus insgesamt etwa 100 Einzelmessungen gemittelten Werte auf die Kernfläche $k = 0$ extrapoliert und nur dieser Grenzwert in die Abb. 4 eingetragen wurde.

Die Darstellung auch der störenden Einflüsse bei elastischen Messungen an gekerbten Proben sei hier deshalb nicht ausgelassen, weil sie einen weiteren Einblick in die Vorgänge gestattet*.

Jetzt ergab sich, daß die für $k = 0$ ermittelten Grenzwerte sich nach dem Kerbwinkel ω ebenfalls linear einordnen und die Größe

$$\left(\mu\alpha + \frac{\chi}{3}\right)\frac{180-\omega}{180} - \mu\alpha$$

annehmen, worin $\chi = 3(1-2\mu)\alpha \cdot 1$ die kubische Volumenausdehnung bei der Spannung 1 bedeutet. Für $\omega = 0°$ ergibt sich somit die lineare Querdehnung $\chi/3$.

Ist nun die lineare Querdehnung eines Würfels gleich einem Drittel seiner räumlichen Ausdehnung, so muß die Ausdehnung allseitig gleich sein, wie sich leicht nachweisen läßt.

Bezeichnet man nämlich die allseitig gleiche lineare Ausdehnung eines Würfels von der Kante l mit x und seine räumliche Ausdehnung mit χ, so muß $(l + x)^3 - l^3 = \chi$ sein, und daraus ergibt sich unter Vernachlässigung der Glieder mit x^2 und x^3, weil x sehr klein ist, $x = \frac{\chi}{3}$.

Aus den Versuchen ergibt sich mithin, daß die Querdehnungen mit der Kernfläche und dem Kerbwinkel geradlinig verlaufen und im Grenzfall beim Kerbwinkel 0° und der relativen Kernfläche 0 der allseitig gleiche Dehnungs- und Spannungszustand herrscht.

b) Räumliche Spannungen.

Aus dem geradlinigen Verlauf der Querdehnungen in Abb. 4 folgt für die Querdehnung ε_3 beim Kerbwinkel 0° und der relativen Kernfläche k unter der Spannung s_1 die geometrische Beziehung:

$$\varepsilon_3 = \frac{\chi}{3} - \left(\mu\varepsilon + \frac{\chi}{3}\right)k, \qquad (1)$$

worin $\mu \cdot \varepsilon = \mu\alpha s_1$ die Querdehnung des ungekerbten Stabes ist. Anderseits besteht die elastizitätstheoretische Beziehung[3]:

$$\varepsilon_3 = \alpha[s_3 - \mu(s_1 + s_3)],$$

worin s_1 und s_3 die Längs- und Querspannungen sind. Mit Eliminieren von ε_3 ergibt sich:

$$s_3 = s_1(1-k). \qquad (2a)$$

Da sich nach obigem Befund für k die Verhältniszahl $\omega/180$ einsetzen läßt, folgt:

$$s_3 = s_1\frac{180-\omega}{\omega}. \qquad (2b)$$

Diesen Beziehungen genügt ein ebenfalls geradliniger Verlauf der Längsdehnungen in Abb. 4.

Die Gleichung (2) besagt, daß an Stelle der Abszisse k der Quotient s_3/s_1 in umgekehrter Zählrichtung eingeführt werden kann, sobald der Kerbwinkel $\omega = 0$ beträgt. Und, wenn $k = 0$ ist, kann ebenfalls in umgekehrter Zählrichtung für $\omega/180$ der Quotient s_3/s_1 eingesetzt werden. Dieser ist aber das Verhältnis der kleinsten zur größten Hauptspannung und daher ein Gradmesser für den wirksamen Spannungszustand, weil nach der Elastizitätstheorie die größte Schubspannung nur von diesen beiden Spannungen, nicht aber von der mittleren Hauptspannung abhängt.

Da sich bei der Berechnung der Gleichung (2) die elastischen Konstanten μ, α und damit auch χ herausheben, ist der Spannungszustand s_3/s_1 nur gestalts-, nicht aber materialabhängig.

Eliminiert man jetzt k aus Gleichung (2a) und setzt es in Gleichung (1) ein, so errechnet sich der Spannungszustand zu:

$$\frac{s_3}{s_1} = \frac{\varepsilon_{3,k} + \mu\varepsilon}{\varepsilon - \mu\varepsilon} = \frac{\alpha_{3,k} + \mu\alpha}{\alpha - \mu\alpha}. \qquad (3)$$

Es läßt sich mithin bei Kenntnis der elastischen Kontanten α und μ an beliebiger Probenform der Spannungszustand ermitteln, wenn man die elastische Dehnung in der Richtung der kleineren Hauptspannung ($\alpha_3 = \varepsilon_3/s_1$) messen kann, während die Messung in Richtung der ersten Hauptspannung sich erübrigt. Die Messung der Querdehnung ε_3 kann sowohl positiv als auch negativ und für den Spannungszustand $s_3/s_1 = \mu/(1-\mu)$ null werden.

2. Plastizität und Festigkeit**.

Die physikalische Seite der Erforschung von Metallplastizität und Festigkeit liegt heute vornehmlich auf dem Gebiet der Kristall- und Atomphysik. Daß Veränderungen in der Mikrostruktur von Bedeutung für energetische Wirkungen sind, berechtigt, mit diesen Forschungszweigen, etwa ebenso wie mit der chemischen Analyse, Erkenntnisse zu sammeln.

Die technische Möglichkeit, Einkristalle in der zwecks ihrer mechanischen Prüfung erforderlichen Größe herzustellen, das neuzeitliche Röntgenverfahren, welches den Nachweis der inneren Ordnung im Kristall gestattet, ferner die Möglichkeit einer mathematischen Behandlung auf Grund dieser Ordnung haben die einseitige Erforschung des plastischen Widerstandes am Einkristall in den Vordergrund geschoben. Ein folgerichtiger Schluß auf die Festigkeit des Konglomerats ist indessen deshalb nicht gelungen, weil die allseitige Inanspruchnahme des Kristalliten im Konglomerat experimentell am Einkristall nicht nachahmbar ist.

Eine Aufteilung der Materie zwecks mechanischer Prüfung ihrer Bestandteile ist also nicht aussichts-

---

* Mit der ersten (gestörten) Meßreihe entstand eine in der Z. Physik Bd. 72 (1931) S. 785—792 veröffentlichte Auswertung über die Kräftereaktionen bei Einkerbungen, die auf Grund meiner neueren Versuche hinfällig geworden ist, womit aber das Ergebnis des polarsymmetrischen Spannungszustandes als Grenzzustand nicht beeinträchtigt wird.

** Original: Z. Physik Bd. 74 (1932) S. 45—65.

Digitized by Google

reich, um Herr der Makroerscheinungen, vor allem der praktisch nützlichen zu werden. Funktionelle Zusammenhänge, die für die Voraussage in der praktischen Technik so wichtig sind, finden wir hingegen bei einer Analyse der statistischen (komplexen) Eigenschaften mit Hilfe technisch wichtiger, aber physikalisch begründeter Einheitsbegriffe.

Hat die Natur mit oder ohne Zutun der Erzeugerindustrie einen Stoff wie Stahl geliefert, dessen praktisch begehrte Eigenschaften Festigkeit und Plastizität sind, so muß die technische Artung dieser Eigenschaften bei der Erforschung und der auch hier notwendigen Analyse möglichst erhalten bleiben; für die Nützlichkeit der Eigenschaften gibt immer die Praxis die erste Anregung. Bei der Übernahme der dafür eingeführten technologischen Begriffe in die Forschung ist aber zu überprüfen, ob diese nicht allzusehr methodischen oder wirtschaftlichen Zwecken unterliegen; einen physikalischen Sinn müssen sie aufweisen. So sind manche konventionelle Festigkeits- und Güteziffern der Materialprüfung für eine kausal-wissenschaftliche Untersuchung nicht geeignet. Eine Ausnahme bildet die übliche Zugfestigkeit (Lastenmaximum) — ganz gleich, ob sie auf den ursprünglichen Querschnitt des Prüfstabes oder effektiv bezogen ist —, denn sie besitzt eine unmittelbare physikalische Bedeutung dadurch, daß ihr Erscheinen an den Übergang von plastischer Verfestigung zur plastischen Zerrüttung gebunden ist. Mit den plastischen Dehnungsbegriffen ist ähnlich zu verfahren. Die konventionelle Gesamtbruchdehnung hat nicht nur fast keinen wissenschaftlichen Wert, sondern es haben sich selbst in ihrer praktischen Nutzanwendung Unsicherheit und Gefahren herausgestellt. Eine Unterteilung der Gesamtverformung in die vor Eintritt der Höchstlast auftretende Gleichmaßverformung und die darauf folgende Fließkegelverformung (Einschnürung) ist aber wiederum physikalisch bedingt, da sie die grundlegenden Verformungsvorgänge der Verfestigung und der Zerrüttung vertreten.

Eines der wichtigsten praktisch-technischen Erfordernisse ist die Kenntnis des Einflusses der Gestalt auf Plastizität und Festigkeit. Will man die Grundlagen hierzu erkennen, so sind körperliche Formen zu untersuchen, die schematischen Charakter tragen und möglichst das ganze System der Erscheinungen zwischen den gesteckten Grenzen in sich schließen. Der Ingenieur weiß mit solchen Untersuchungen zunächst nichts anzufangen. Ihm sind Formen, die dem fertigen Werkstück ähneln, lieber. Sind aber Grundlagen und Zusammenhänge der Erscheinungen entdeckt und in anschauliche Gesetze gehüllt, so sind wieder weitere Tore zur Nutzanwendung geöffnet.

Im folgenden sind die plastischen Eigenschaften bei planmäßiger Gestaltsänderung an einer Probenreihe untersucht, die schon bei der elastischen Prüfung den Vorteil der Geschlossenheit der Erscheinungen mit sich brachte (S. 8).

a) Experimentelle Grundlagen.

Bei der Untersuchung wurde auf eine systematische Steigerung der Kerbwirkung Wert gelegt. Der in Abb. 2 dargestellte Rotationskörper mit dreieckiger Spitzkerbe hat sich als besonders geeignet erwiesen, Gesetzmäßigkeiten schematisch herauszuschälen, weil bei zunehmender Kerbtiefe die Proportionalität der Einkerbung gewahrt bleibt. Elastische Querdehnungsmessungen an dieser Probenform ergaben mit zunehmender Kerbtiefe eine gesetzmäßige Abnahme der Querdehnung bis zu einem Grenzwert, welcher den Nachweis zuließ, daß bei tiefstmöglicher Einkerbung bis zur Stabachse und bei dem Kerbwinkel null ein allseitig gleicher Spannungszustand herrscht (S. 9). In diesem Grenzzustand ist mithin wegen mangelnder Schubkräfte die Plastizität vollständig ausgeschaltet, und die Festigkeit ist hier ein

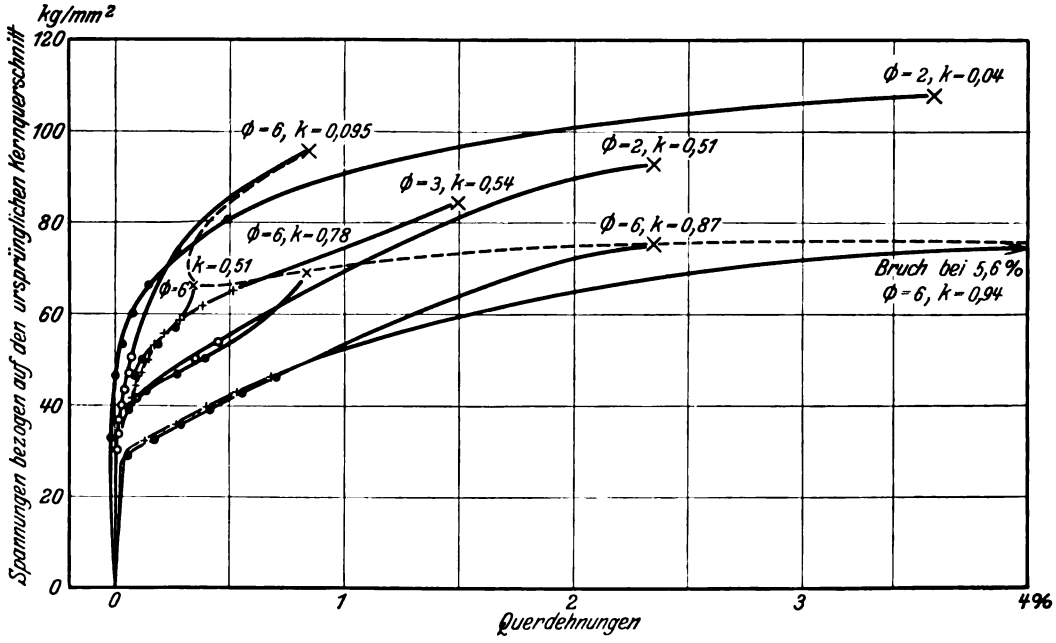


Abb. 5. Formänderungskurven gekerbter Zugproben. × = Anbruch; $k = \frac{d^2 \cdot \pi/4}{D^2 \cdot \pi/4}$ (siehe Abb. 2); ○ = Kerndurchmesser d; — — — = Verbindungslinie der Kurvenenden von gleich dicken Proben (Durchmesser d = 6 mm). Werkstoff: Stahl R (0,61% C, 0,53 Mn, 0,26 Si, 0,23 Cr). Durchmesserabnahme nach rechts.

Digitized by Google

Ausdruck für die technische Kohäsion des Werkstoffs, die mit „Trennfestigkeit" benannt wird. Von der physikalischen Kohäsion unterscheidet sich dieser Begriff durch zahlenmäßig kleinere Werte, die ihre Begründung darin

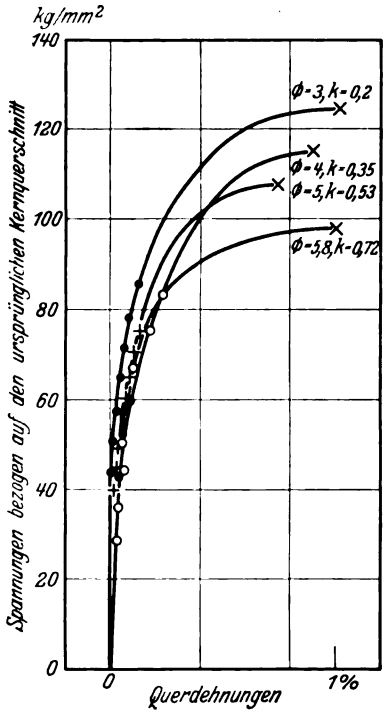


Abb. 6. Formänderungskurven gekerbter Zugproben. Werkstoff wie Abb. 5, jedoch vor dem Einkerben bis zur Höchstlastgrenze vorgereckt. Bezeichnungen wie in Abb. 5.

haben mögen, daß im technischen Werkstoff ein ungestörtes Atomgitter in Wirklichkeit nie vorhanden ist[4, 5, 6].

Die elastischen Versuche ergaben auch die Tatsache, daß vor allem bei mitteltiefen Einkerbungen die plastische Verformung infolge des Vorauseilens der Anspannungen im Kerbengrund schon bei geringsten Lasten einsetzte und die Proportionalitätsgrenze bei dieser Einkerbungsform praktisch gleich null gesetzt werden kann. Um diese Erscheinungen nicht durch zusätzliche Biegungen[7] zu trüben, wurden die Kerbzugproben unter Verwendung sorgfältig spitzenzentrierter Einspannkörper geprüft.

Die Querdehnungsmessungen wurden nun bis ins plastische Gebiet weitergeführt. Die Querdehnungskurven sind in den Abb. 5 bis 7 wiedergegeben. Aus den Schaubildern wurden einige Dehnungsgrenzen, d. h. die, bestimmten Dehnungen entsprechenden Spannungen, abgegriffen und über der relativen Kernfläche $k = \frac{d^2\pi/4}{D^2\pi/4}$ in Kurven aufgetragen, die in den Abb. 8, 9, 10 zu sehen sind. Während die Spannungen bei kleinen Dehnungstoleranzen nach mitteltiefen Einkerbungen zu abfallen, steigen die, höheren Dehnungswerten zugeordneten Spannungen an, und zwar um so steiler, je größeren Dehnungen die Spannungen entsprechen. Die Kurven nähern sich daher, wohl unter überwiegendem Einfluß des räumlichen Spannungszustandes, dem Verlauf, der auf den ursprünglichen Kernquerschnitt bezogenen Zugfestigkeitswerte der gekerbten Proben. Dieser Verlauf ist bei den meisten Stoffen geradlinig[8] (vgl. auch Abb. 9 und 10). Indessen bilden sog. kerbspröde Stoffe eine Ausnahme. Bei ihnen fällt die Festigkeit mit mittleren Kerbtiefen ab, um dann bei tiefsten Einkerbungen wieder über die Festigkeit des ungekerbten Stabes anzusteigen (Stahl *R* und *A*, Abb. 8 und 11). Zu dieser Unterbrechung der geradlinigen Gesetzmäßigkeit bei einzelnen, später noch zu definierenden Werkstoffen gesellt sich noch eine weitere Gesetzwidrigkeit: große Proben zeigen einen stärkeren Festigkeitsabfall als kleine. Eher sollte man erwarten, daß wegen der größeren Anzahl Kristalle im Querschnitt große Proben mehr halten als kleine. Die Festigkeit gekerbter Proben ist also nicht immer dem Ähnlichkeitsgesetz unterworfen, ein Umstand, der von Bedeutung ist.

Betrachtet man aber das Gesamtbild der Erscheinungen in Abb. 8 und 11, so kann man doch wieder von einem wohlgeordneten Aufbau der Dinge sprechen. Die Festigkeitskurven verschiedener Probengrößen, die links im Schaubild vom Zugfestigkeitspunkt der ungekerbten Probe ausstrahlen, streben alle nach rechts hin bei tiefster Einkerbung einem gemeinsamen Schnittpunkt zu, welchem die Spannung $\sigma_{k=0}$ entspricht. Würden die Proben nun unendlich klein werden, so ginge die Festigkeitskurve angenähert in die Verbin-

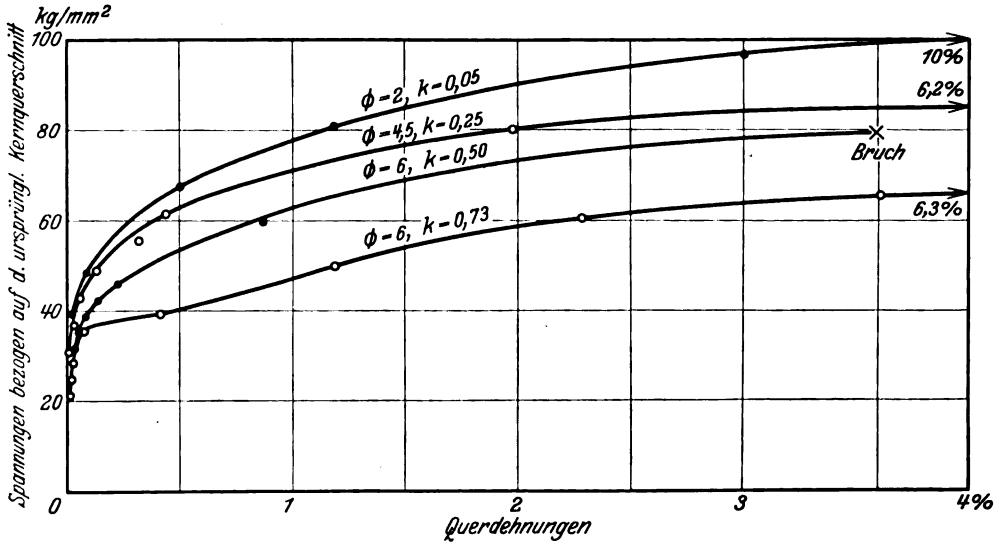


Abb. 7. Formänderungskurven gekerbter Zugproben aus Stahl *M* (0,22% C, 1,00 Mn, 0,29 Si). Bezeichnungen wie in Abb. 5.

Digitized by Google

dungsgerade zwischen Zugfestigkeit σ_B und Spannung $\sigma_{k=0}$ über. Es ist dann ein ähnlicher Zustand erreicht, wie bei den übrigen nicht kerbspröden Stoffen, deren Festigkeit mit zunehmender Kerbtiefe nach dem geradlinigen Gesetz verläuft. Aus der Gleichung dieser Geraden ergibt sich die Festigkeit

$$\sigma_{IIk} = \sigma_{k=0} - k(\sigma_{k=0} - \sigma_B), \qquad (4)$$

worin k einen beliebigen Kernquerschnitt in Bruchteilen des Ganzquerschnittes bedeutet (relative Kernfläche k).

In Abb. 12 und 13 ist die Extrapolation der Festigkeit bei verschiedener Probengröße, aber gleicher relativer

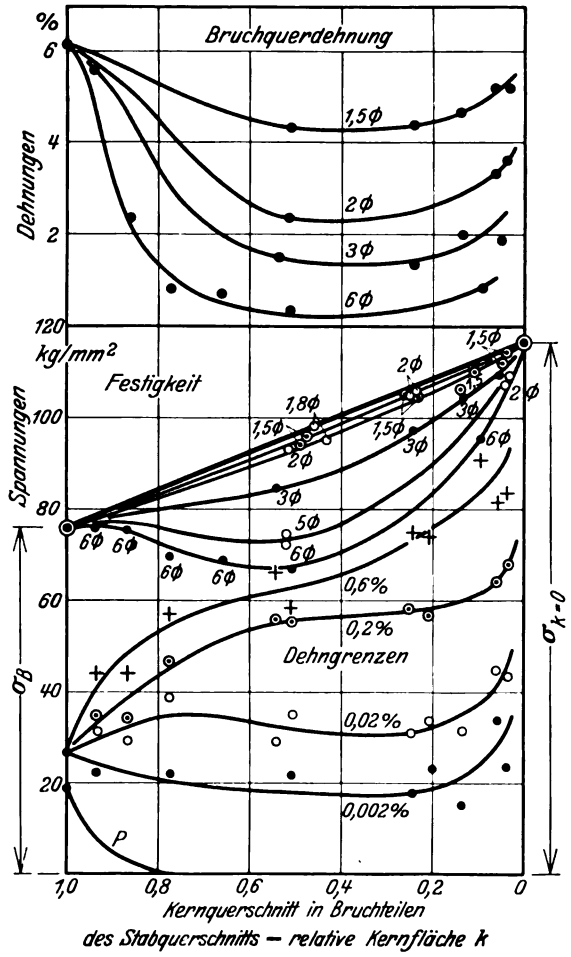


Abb. 8. Festigkeit und Dehnungen im Kernquerschnitt gekerbter Zugproben aus Stahl *R* bei zunehmender Kerbtiefe und verschiedener Probengröße. Die Festigkeitswerte und Bruchquerdehnungen von Proben gleichen Kerndurchmessers sind durch Kurvenzüge miteinander verbunden.

Kernfläche k auf den Festigkeitswert des Querschnitts 0 durchgeführt worden. Die Verbindungsgerade zwischen Zugfestigkeit und Spannung $\sigma_{k=0}$ hat also nicht nur für (statisch) kerbzähe, sondern auch für (statisch) kerbspröde Stoffe Bedeutung. Sie bildet neben einer gleichgearteten Extrapolation auf den Kerbwinkel null die allgemeine gesetzmäßige Grundlage für die versuchsmäßige Trennfestigkeitsermittlung. Die Abweichungen der Festigkeitswerte gekerbter Proben einheitlicher Form von dieser Geraden nach unten hin bilden einen Maßstab für die statische Kerbsprödigkeit des Werkstoffs*.

* Mit späteren Untersuchungen (S. 20) stellt sich heraus, daß diese Gerade nur bei genügend großen Kerbwinkeln ungeminderte Festigkeitswerte enthält.

Nun ist die Frage von Interesse, bei welchen Eigenschaften die Werkstoffe keiner Festigkeitsminderung bei Einkerbungen unterliegen. Zur Beantwortung sind in Abb. 14a und b Proben verschiedenen Materials, aber gleicher Größe (Dmr. $d = 5$ mm) und gleicher relativer Kernfläche $k = 0{,}5$ miteinander verglichen. Es ist der prozentuale Unterschied zwischen dem errechneten Wert [Gleichung (4)], welcher auf der Verbindungsgeraden zwischen Zugfestigkeit und Trennfestigkeit liegt, und der experimentell gefundenen verminderten Festigkeit σ'_{IIk}, also der Betrag

$$\sigma''_{II} = \frac{\sigma_{k=0} - k(\sigma_{k=0} - \sigma_B) - \sigma'_{IIk}}{\sigma_{k=0} - k(\sigma_{k=0} - \sigma_B)} \cdot 100 \qquad (5)$$

einmal in Beziehung zur Gleichmaßverformung ψ_{II} (d. i. die Querschnittsverminderung bis zur Höchstlast) beim

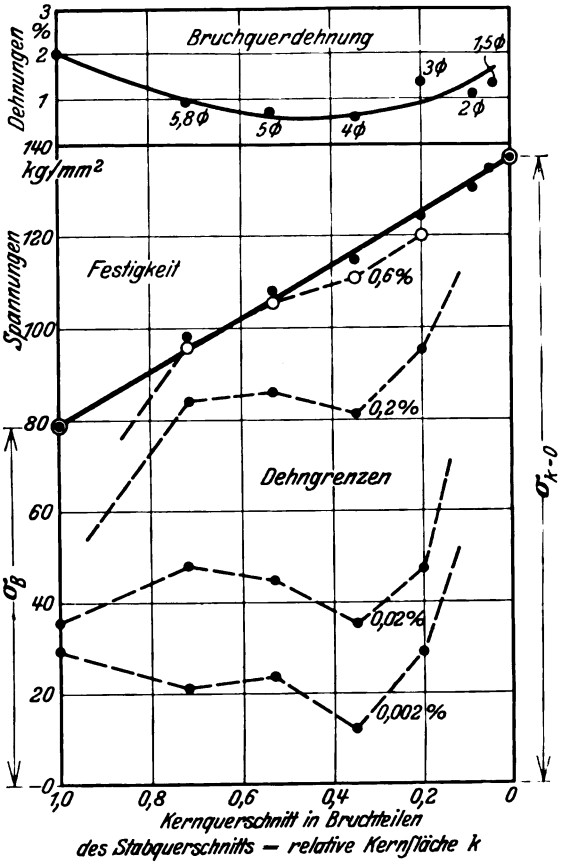


Abb. 9. Festigkeit und Dehnungen im Kernquerschnitt gekerbter Zugproben bei zunehmender Kerbtiefe und verschiedener Probengröße. Werkstoff: Stahl *R*, jedoch vor dem Einkerben bis zur Höchstlast gereckt.

üblichen Zugversuch, das andere Mal zur darauffolgenden Einschnürung bis zum Bruch

$$\psi' = 100 - \frac{f_{III}}{f_{II}} \cdot 100 = \frac{100(\psi_{III} - \psi_{II})}{100 - \psi_{II}}$$

gebracht worden (ψ_{III} bedeutet die Gesamteinschnürung). Es geht daraus hervor, daß das Einschnürungsvermögen ausschlaggebender als eine große gleichmäßige Dehnung ist*. Damit wären die Werkstoffe hinsichtlich der Umgehung der statischen Kerbsprödigkeit nicht nach der

* Aus der späteren Entwicklung (S. 40) geht hervor, daß bei sehr spröden Werkstoffen die Trennfestigkeit selbst nicht störungsfrei zu ermitteln ist. Die Festigkeitsminderung der Werkstoffe 8, 9 und 10 in Abb. 14 dürfte daher zu gering angegeben sein.

Digitized by Google

linearen Bruchdehnung auszuwählen, da diese vornehmlich die gleichmäßige Dehnung enthält[9, 10, 11, 7].

Es wurden nun weiterhin die Brucherscheinungen der gekerbten Proben beobachtet. Wie die Abb. 5 bis 7 sehen ließen, machten die Proben wie beim ungekerbten Zugstab zunächst eine Verfestigungsdehnung durch und erreichten bei zähen Stoffen ein Lastenmaximum (Abb. 7), welches durch den horizontalen Auslauf der Kurven gekennzeichnet ist. Dann begannen sie von außen her im Kernquerschnitt einzureißen (Abb. 15). Bei dehnfähigen Werkstoffen geht das Einreißen so allmählich vor sich, daß man an der Prüfmaschine die da-

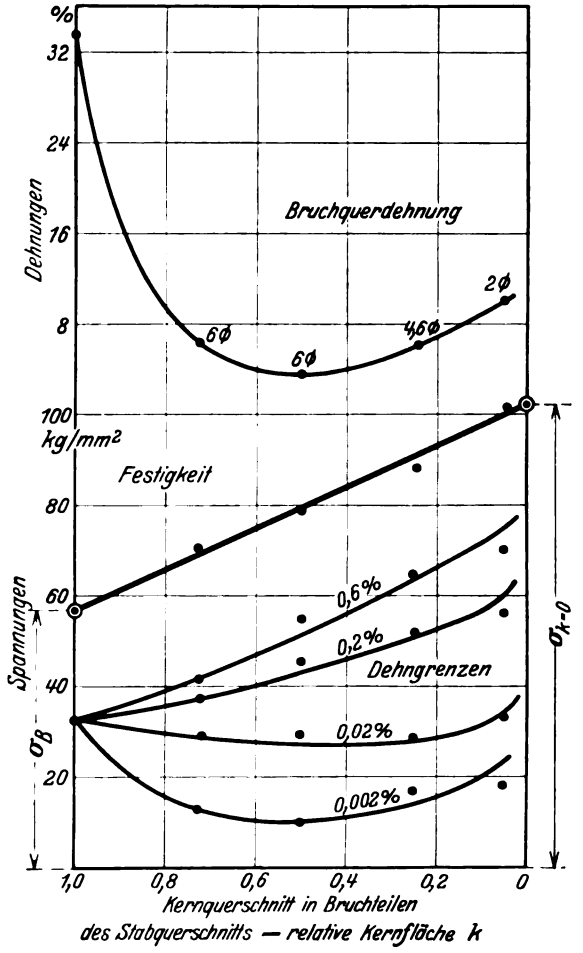


Abb. 10. Festigkeit und Dehnungen im Kernquerschnitt gekerbter Zugproben aus Stahl *M* bei zunehmender Kerbtiefe und verschiedener Probengröße.

durch verminderte Traglast (nicht aber wegen Unkenntnis des effektiven Querschnitts die effektive Spannung) stufenweise feststellen kann. Bei Stoffen mit geringer Dehnfähigkeit gibt jedoch das Übersetzungsverhältnis der Prüfmaschine meist nicht den notwendigen Weg zur Entlastung her, die Probe reißt dann sofort ganz ab. Der Bruchvorgang ist jedoch bei allen Dehnungsgraden dem Wesen nach der gleiche.

Nun gibt es Stoffe, bei denen das Einreißen schon beginnt, während die Traglast der Probe im Ansteigen begriffen ist (kein horizontaler Auslauf der Kurven). Diese Stoffe erreichen naturgemäß wegen des beim Einreißen verringerten Querschnittes ihre eigentliche Höchstlast nicht. Dies sind kerbspröde Stoffe, die trotz des räumlichen Spannungszustandes eine geringere Festigkeit ergeben können als der ungekerbte Zugstab. Je tiefer beispielsweise in Abb. 8 die Festigkeit unter der Verbindungsgeraden zwischen σ_B und $\sigma_{k=0}$ liegt, desto früher ist nach Abb. 5 die Spannungs-Querdehnungskurve ab-

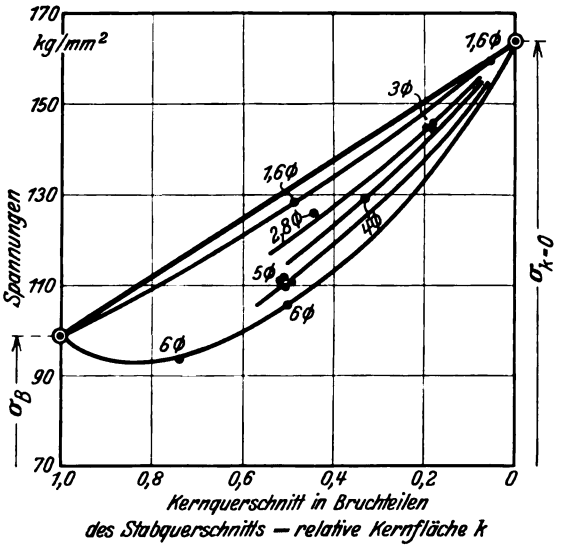


Abb. 11. Festigkeit im Kernquerschnitt gekerbter Zugproben aus Stahl *A* (0,68% C, 0,54 Mn, 0,26 Si) bei zunehmender Kerbtiefe und verschiedener Probengröße. Der Werkstoff wurde bei 900° geglüht und an der Luft abgekühlt. Die Festigkeitswerte von Proben gleichen Kerndurchmessers sind durch Kurvenzüge miteinander verbunden.

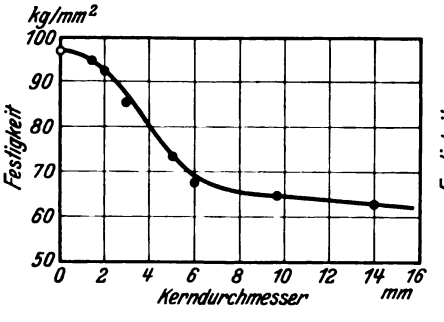


Abb. 12.

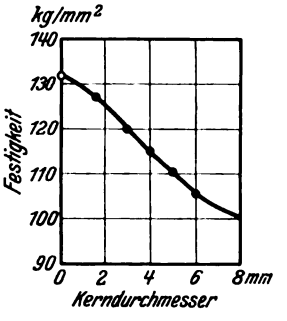


Abb. 13.

Abb. 12 u. 13. Festigkeitsabnahme gekerbter Zugproben gleicher relativer Kernfläche ($k = 0{,}5$) bei zunehmender Probengröße. Links: Werkstoff *R* (vgl. Abb. 8), rechts: Werkstoff *A*, 900° geglüht (vgl. Abb. 11).

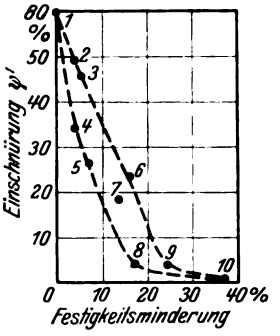


Abb. 14a.

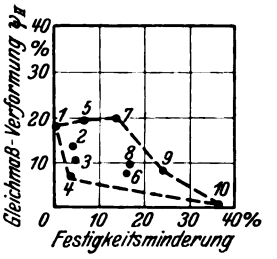


Abb. 14b.

Festigkeitsminderung gekerbter Zugproben gleicher Größe (Durchmesser $d = 5$ mm) und relativer Kernfläche ($k = 0{,}5$) in Abhängigkeit von der auf den Höchstlastquerschnitt bezogenen Brucheinschnürung ψ' bzw. von der Querschnittsverminderung ψ_{II} bis zur Höchstlast.
1 = Si-Stahl; 2 = Stahl *M*; 3 = Stahl *A*; 4 = Silberstahl; 5 = Lautal; 6 = Stahl *A*, 900° geglüht; 7 = β-Messing; 8 = Tiegelgußstahl, 0,6% C; 9 = Stahl *R*; 10 = Gußeisen.

gebrochen, ohne in den horizontalen Verlauf überzugehen und damit die eigentliche Höchstgrenze zu erreichen.

Im Gegensatz hierzu liegen die Festigkeitswerte bei Werkstoffen, bei denen das Einreißen erst mit der Höchstlast oder später beginnt, auf der Verbindungsgeraden

Digitized by Google

zwischen Zugfestigkeit σ_B und Spannung $\sigma_{k=0}$ (vgl. Abb. 10 mit 7 und 9 mit 6).

In Übereinstimmung mit diesen Beobachtungen steht *der Verlauf* des gesamten Querdehnungsvermögens bis zum Brucheintritt der einzelnen Proben in Abb. 8. Dem verfrühten Einreißen, also zu geringen Festigkeitswerten, entspricht eine eingeschränkte Bruchquerdehnung. Sie fällt demnach bei mitteltiefen Einkerbungen am geringsten aus und ist bei großen Proben kleiner als bei kleinen. Für den Stahl *R* sind in Abb. 8 verschiedene Kurven für gleichbleibenden Kerndurchmesser bei abnehmender Kerbtiefe eingezeichnet, aus denen sich die Einzelwirkungen von Kerndurchmesser und Kerbtiefe auseinanderhalten lassen. Auch bei den Werkstoffen mit unverminderter Festigkeit, Stahl *M* (Abb. 10) und gerecktem Stahl *R* (Abb. 9), tritt die gleichgerichtete Wirkung ein.

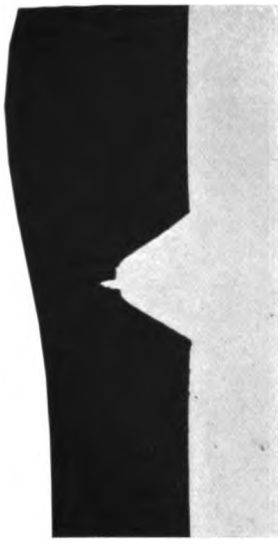


Abb. 15. Anriß einer gekerbten Probe aus Stahl *M* nach Erreichen der Höchstlastbedingung. Vergrößerung 16mal. Beispiel konstruktiver Inhomogenität. Eine Festigkeitsminderung trat bei diesem Werkstoff nicht auf, da das Einreißen erst nach Überschreiten des Lastenmaximums der Kerbzugprobe begann. Kein plötzlicher Durchbruch, großes Einschnürvermögen!

b) Kritik der Ergebnisse.

Die gefundenen plastischen Erscheinungen sind nicht ohne weiteres in ihren Ursachen und Wirkungen geklärt, und es fällt schwer, sie in die herkömmlichen technologischen Gesetze einzuordnen. Man verwickelt sich allzu leicht in Widersprüche, wenn man die experimentellen Ergebnisse nur auf einfache bekannte Grundursachen zurückzuführen sucht. Es gehören schon neue Annahmen dazu, die Erscheinungen zu einem geschlossenen Bild zusammenzufügen. Es soll im folgenden der Versuch einer ursächlichen Erklärung gemacht werden.

Fließbeginn.

Was den erheblich gestörten Fließbeginn bei Einkerbungen betrifft, so sollte man erwarten, daß unter Berücksichtigung des räumlichen Spannungszustandes auch die Elastizitätsgrenze ansteigen müßte. Sie sinkt aber (auch bei Stoffen sehr hoher, am Zugstab gemessener *E*-Grenze) herab. Diese Tatsache braucht nicht allein auf die Wirkung der Spannungsspitzen im Kerbgrund zurückgeführt werden. Zur Erklärung der so verfrüht einsetzenden Plastizität kann eine weitere Ursache berücksichtigt werden, nämlich die, daß an der freien Außenperipherie des Kernquerschnitts, also im Kerbgrund, seitliche Kräfte nicht übertragen werden können, so daß hier geringere axiale Zugkräfte erforderlich sind als im Innern des Querschnitts, um die jeweilige kritische Schubspannung beim Fließbeginn zu überwinden. Erhöhte Anspannung und geringerer räumlicher Widerstand bewirken dann gemeinsam die starke Erniedrigung der Fließgrenze im Kerbgrund. Die Auswirkung dieser Annahme kommt in der rein elastischen Gesetzmäßigkeit (S. 9) nicht zum Ausdruck, weil ein geringerer Widerstand der Außenfaser wie eine tiefere Einkerbung wirkt und innen einen um so höheren räumlichen Widerstand erzeugt. Ist der Kerbgrund nicht abgerundet, sondern vollkommen scharfwinklig, so bleibt der räumliche Widerstand an der Außenfaser ungemindert. Inwieweit dieser Einfluß neben den Spannungsspitzen bei der vorliegenden Probenform (Abb. 45) zur Geltung kommt, ist vorläufig nicht zu überblicken (vgl. auch S. 57).

Die Elastizitätsgrenze kann aber bedeutend gehoben werden, indem man die gekerbte Probe bis ins plastische Gebiet reckt (Abb. 2), und zwar verhält sie sich dann auch nicht nachteiliger als der ungekerbte Zugstab, indem die *E*-Grenze bis auf etwa 75% der vorangegangenen Belastung ansteigt[12, 13]. Die Ursache dieses Verhaltens ist weniger in einem Spannungsausgleich zu suchen als vornehmlich darin, daß den Spannungsspitzen im Kerbgrund eine vorangeeilte Verformung mit größerer Verfestigung entgegentritt. Wird aber das Kaltrecken vor dem Einkerben vorgenommen, so liegt folgerichtig die *E*-Grenze wieder tief (Abb. 3 und 9).

Festigkeit.

Ist das örtliche Vorauseilen des Formänderungsablaufs im Kerbengrund infolge der Spannungsspitzen und des geringeren axial gerichteten Widerstandes der Außenschicht so intensiv, daß der Anriß außen beginnt, bevor die Innenschichten die eigentliche Höchstlastgrenze erreicht haben, so liegen die gemessenen mittleren Festigkeitswerte unterhalb der geraden Verbindungslinie zwischen Zugfestigkeit und Spannung $\sigma_{k=0}$ auf einer nach oben geöffneten Kurve. Diese Festigkeitsminderung ist natürlich nur statistisch, also technisch vorhanden, indem die Festigkeit auf einen zu großen Querschnitt bezogen wird. Die einzelnen Fasern der Innenzone erreichen beim Weiterreißen ebenfalls ihre Festigkeit (Griffithscher Mechanismus), aber diese effektive Festigkeit ist nicht meßbar, weil der effektive Querschnitt nicht meßbar ist und das Weiterreißen so schnell vor sich geht, daß es meist nicht beobachtbar ist. Die technisch verminderte Festigkeit hat also ihre Ursache darin, daß die Bindungen der Materialteile nicht gleichzeitig, sondern hintereinander gelöst werden[14]. Solche Unterschiede technischer Festigkeit beeinflussen daher das strukturelle Bruchbild nicht (Abb. 16a und b).

Ohne weiteres einleuchtend ist, daß Werkstoffe mit geringem Einschnürvermögen (welches sich erst nach der Höchstlastgrenze auswirkt) diesen vorzeitigen Anriß an der Außenschicht begünstigen, indem die Außenfaser nach Erreichen ihrer Höchstlastgrenze nicht genügend weiteres Verformungsvermögen besitzt, um auch der Innenfaser die gleichförmige Verformung und das Erreichen der Höchstlastgrenze zu ermöglichen. Daß ein großes Einschnürvermögen selbst bei großen Proben vor einem vorzeitigen Anriß schützt, ging schon aus Abb. 10 hervor. Diese Lesung würde folgerichtig zur Vermeidung eines (vorzeitigen) spröden Bruches ein um so größeres Einschnürungsvermögen verlangen, je größer die gleichmäßige Dehnung ist. Oder bei geringer Einschnürung wäre eine große gleichmäßige Dehnung eine Gefahr. Eine

Digitized by Google

treffende Bestätigung dieser Annahme bildet die Abb. 9: Dem Werkstoff *R*, der im normalisierten Zustand erhebliche Festigkeitsminderung (nach Abb. 8) aufwies, wurde die gleichmäßige Dehnung durch Kaltrecken weggenommen und darauf wurde er gekerbt. Jetzt lagen seine durchgehend gehobenen Festigkeitswerte in der geraden Linie, wie bei einem sehr plastischen Werkstoff. Jedoch gibt diese Erkenntnis vorläufig noch keine quantitativ genaue Handhabe, um etwa mit dem Quotienten Einschnürung/Gleichmaßdehnung den Grad der Kerbsprödigkeit zahlenmäßig sicher voraussagen zu können (vgl. Abb. 71).

Abgesehen von der stofflich begründeten Neigung zur Kerbsprödigkeit hat das unterschiedliche Verhalten verschieden großer Proben eine mechanische Ursache. Die Außenschicht wirkt nur bei großen Proben durch ihre bei den Flüssigkeiten längst durchforscht (Beispiel: Kapillarität*), während ihre Aufklärung bei festen Körpern noch nicht in Angriff genommen worden ist. Dies Beispiel mechanischer Unähnlichkeit in der Härtefrage ebenso wie im Falle der Kapillarität besagt, daß die Wirkungstiefe der äußeren Schichten nicht proportional den Größenabmessungen ist, sondern der Struktur des Stoffes eigentümlich ist.

Ähnliche mechanische Erwägungen sind für die Erklärung der Tatsache anzustellen, daß bei tiefgekerbten Proben der Festigkeitsabfall (von der Verbindungsgeraden aus gemessen) geringer ist als bei mitteltiefen Einkerbungen. Bei mittleren Kerbtiefen hat der (auf den Gesamtquerschnitt bezogene) verhältnismäßig große Kernquerschnitt nur wenig Kraftlinien aus dem überstehenden Material zu übernehmen. Es entsteht dann in

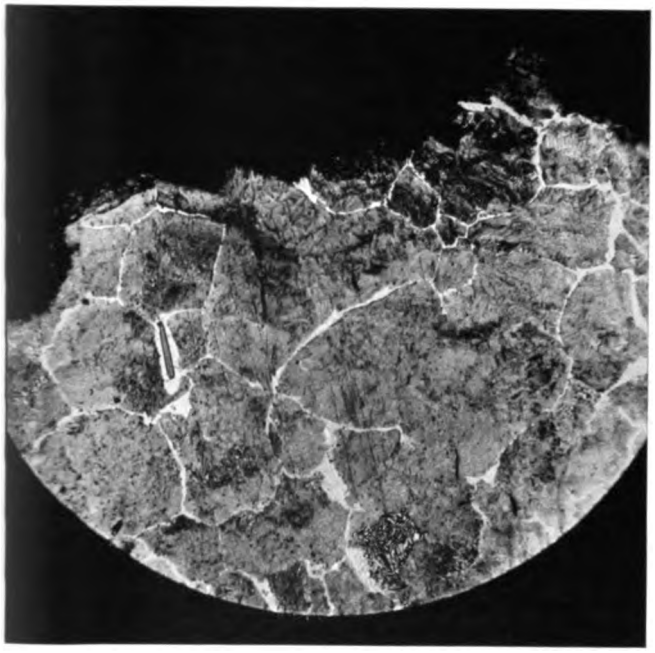


Abb. 16a. $v = 80$

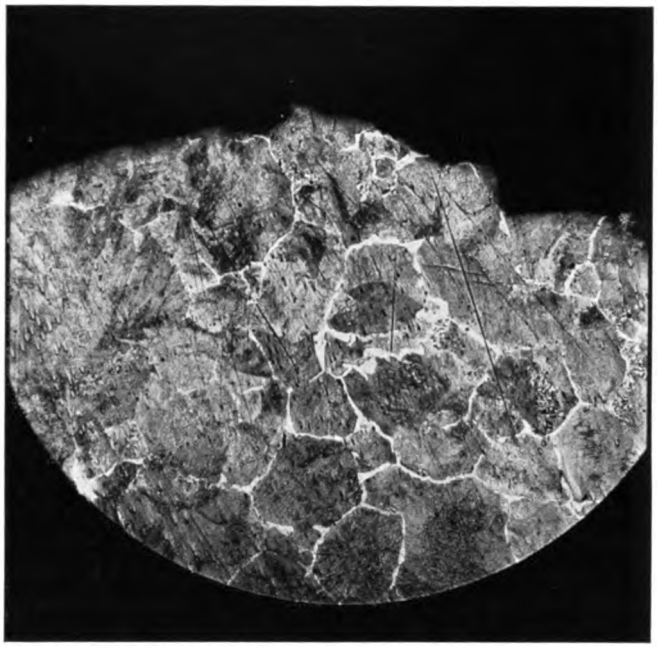


Abb. 16b. $v = 80$

Schnitt senkrecht zum Bruchquerschnitt einer nicht vorgereckten Kerbzugprobe (links) und einer bis zur Höchstlast (9%) vorgereckten (rechts) aus Stahl *R*. Bei beiden Proben verläuft der Bruch zum Teil durch das Korn, zum Teil an den Korngrenzen entlang.

der Kernschicht voraneilende Verformung festigkeitsmindernd. Ist die Probe hingegen sehr klein, so reicht die Wirkung der Außenschicht bis zur Probenachse, so daß die Beanspruchung im Querschnitt ausgeglichener ist. Man ist für diese Erklärung gezwungen, die Dicke der wirksamen Außenschicht nicht proportional der Probengröße anzunehmen, sondern muß ihr auch eine (absolute) strukturelle Abhängigkeit einräumen[15].

Eine ähnliche Erfahrung ist schon auf einem anderen Festigkeitsgebiet gemacht worden. Auerbach fand bei der weiteren praktischen Ausgestaltung der von Hertz entwickelten elastischen Härtetheorie, daß ähnliche, aber verschieden große Versuchskörper verschiedene Härtewerte ergaben. A. Föppl[3] führt diese mechanische Unähnlichkeit darauf zurück, daß die äußeren Schichten sich zu den Gesetzen der Elastizitätstheorie anders verhalten als die im Innern gelegenen Teile. Nach seinen Darlegungen ist diese an den Übergangsschichten von einem Medium zu einem anderen auftretende Wirkung der Nähe des Kerbgrundes eine Verdichtung des Kraftlinienfeldes. Die Spannungsverteilung ist dann ungleichmäßig und die Festigkeit vermindert sich. Bei tiefen Einkerbungen sind aus dem umfangreichen überstehenden Material sehr viele Kraftlinien von einem verhältnismäßig kleinen Kernquerschnitt zu übernehmen, die dann nicht nur im Kerbgrund eine Verdichtung hervorrufen, sondern sich notwendigerweise über den ganzen Kernquerschnitt verteilen müssen. Das entspricht einem Ausgleich der Spannungsverteilung und einer größeren Festigkeit. Man kann sich schließlich vorstellen, daß im Grenzfall tiefster Einkerbung, bei welcher sich Kernquerschnitt zum Gesamtquerschnitt wie $1 : \infty$ verhalten, unendlich viele Kraftlinien vom Querschnitt 1 aufzunehmen wären,

* Dieses Beispiel ist auch für die hier beschriebenen Vorgänge sehr bildlich, wenn man die Steighöhe der Flüssigkeit und ihre Oberflächengestaltung in engen und weiten Röhren mit den Anspannungen im Querschnitt gekerbter Proben vergleicht.

Digitized by Google

was einem vollkommenen Spannungsausgleich entsprechen würde*. Bei kleinsten Kerbtiefen müssen sich wiederum die Verhältnisse dem ungekerbten Zugstab nähern, also auch wieder ein fast vollkommener Spannungsausgleich vorhanden sein. Eine unterschiedliche Spannungsverteilung ist also dann nicht vorhanden, wenn der Kernquerschnitt verhältnismäßig sehr wenige Kraftlinien (geringste Kerbtiefe) oder unendlich viele (tiefste Einkerbung) vom überstehenden Material zu übernehmen hat. Die Gefahr liegt bei mittleren Kerbtiefen!

Bruchdehnung.

Tritt der Bruch an der Außenzone des Kernquerschnitts so verfrüht ein, daß die Erreichung der Höchstlastgrenze der Gesamtprobe wesentlich behindert wird, so ist auch eine dementsprechende Einschränkung der gemessenen Gesamtquerdehnung vorhanden. So erklärt es sich, daß nach Abb. 8 für die Bruchdehnung dasselbe gilt wie für die Festigkeit: bei großen Proben und mittleren Kerbtiefen die größte Abnahme. Das trifft besonders für die Werkstoffe zu, die kein geradliniges Festigkeitsgesetz aufweisen. Aber auch dann, wenn die Höchstlast bei allen Kerbtiefen erreicht wird (geradliniges Festigkeitsgesetz), ergeben sich nach Abb. 9 und 10 gleiche Erscheinungen, die gleichfalls aus der im Kerbgrund voraneilenden Verformung zu erklären sind.

Nun sollte noch eine weitere im gleichen Sinne wirkende Ursache Beachtung finden, deren Wirkung sich mit der ersten überdeckt: Während die zuerst beschriebene, nur bei kerbspröden Stoffen auftretende Wirkung (Abb. 8) sich aus der stofflichen Eigenart herleiten läßt, kann die zweite, allen Werkstoffen eigene Wirkung aus dem plastischen Verformungsmechanismus erklärt werden. Wir kennen ja, wie schon hervorgehoben wurde, am ungekerbten Zugstab die gleichmäßig verteilte Dehnung und die lokale Einschnürdehnung[11]. Erstere ist ursächlich bedingt durch überall verteilt liegende widerstandsschwächere Kristalle, letztere durch einen schwächsten Querschnitt des Stabes. Erstere wirkt sich dispers aus, letztere örtlich, in verhältnismäßig wenigen und großen, in wechselnder symmetrischer Anordnung zur Stabachse auftretenden (banalen) Gleitflächen. Die banalen Gleitflächen sind aus Gründen der Energieersparnis bestrebt, eben zu bleiben. In ihnen tritt nach starkem Gleiten eine Trennfestigkeitsminderung (Zerrüttung)[4, 11, 16] ein, die schließlich einen Trennungsbruch verursacht und die Größe der Bruchdehnung bedingt. Für ein bestimmtes Maß der Zerrüttung nehmen wir jetzt eine zugehörige Weglänge banaler Gleitung an. Dann entspricht diesem absoluten Maß bei großen Proben eine geringere prozentuale Gleitung (Dehnung) als bei kleinen. So ließe sich zwanglos die unterschiedliche Bruchdehnung bei großen und kleinen Proben erklären. Das stimmt jedoch nur, wenn die Verformung bei Einkerbungen nur in einer begrenzten Anzahl von Gleitflächen vor sich geht, denn unter einer Anzahl paralleler Gleitebenen gibt es bei der gekerbten Probe strenggenommen nur eine von geringstem Flächeninhalt. Das ist nicht bei der ungekerbten der Fall. Kann sich bei dieser in ungehinderter Weise das Nachbarvolumen an der Bildung paralleler und gleichberechtigter Gleitebenen beteiligen, so ist die gleiche prozentuale Dehnung bei großen wie bei kleinen Proben gewährleistet, ohne daß das Maß der absoluten Gleitung in jeder einzelnen Gleitfläche verändert wird. Voraussetzung hierfür ist, daß die Zahl der Gleitflächen proportional den linearen Abmessungen ist, eine Bedingung, die durchaus glaubhaft erscheint*.

Weiterhin entspricht einer bestimmten absoluten Gleitung eine desto größere prozentuale Querdehnung, je größer der Wirkungswinkel der Gleitfläche zur Stabachse wird. Beim ungekerbten Zugstab beträgt dieser Winkel etwa 50°, während er bei der vorliegenden Form gekerbter Proben mit der Einkerbungstiefe erheblich zugenommen hat. Damit erklärt sich dann auch die Zunahme der stets senkrecht zur Stabachse gemessenen Bruchdehnung bei tiefster Einkerbung.

Aus den angeführten Erscheinungen und deren Begründungen ist ersichtlich, daß die experimentelle, plastische Bruchdehnung bei gekerbten Proben nicht mit gleichem Maße zu messen ist wie beim ungekerbten Probestab. Betrachtet man die Gleitung in Richtung der wirksamen Gleitfläche als den eigentlichen Maßstab zur Kennzeichnung der Verformungsfähigkeit, so bemerkt man, daß für kleine und tiefgekerbte Proben die prozentuale Bruchdehnung erheblich zu große Werte ergibt.

Ferner ist die plastische Verformung nicht der mechanischen Ähnlichkeit unterworfen, sobald die Zahl der Gleitflächen künstlich eingeschränkt ist. Das Kicksche Ähnlichkeitsgesetz bezieht sich ja auch nur auf ein möglichst frei verformbares Volumen.

Trennfestigkeit.

Jede Probe, auch die ungekerbte und verformungsfähige zerreißt nach Überschreitung der Höchstlast schließlich unter Überwindung des Trennwiderstandes, aber eines solchen, welcher um so mehr vom Ursprungswert abgewichen ist, je größer während der Beanspruchung die plastische Verformung war. Je mehr im räumlichen Spannungszustand die Höchstlast ansteigt und sich dem davon unberührten Trennwiderstand nähert, desto näher rückt bei gleichzeitiger Behinderung der Verformung der Trennwiderstand an seinen Ursprungswert die Trennfestigkeit heran. Es ist also das theoretische und praktische Bestreben, die plastische Verformung gänzlich zu unterbinden und die Trennfestigkeit im Ursprungszustand methodisch als Höchstlast zu messen. Daß dies an sich möglich ist, dafür zeugt der bei den elastischen Messungen ermittelte polarsymmetrische Spannungszustand im Grenzfall tiefster Einkerbung und des Kerbwinkels 0, welcher Schubkräfte nicht duldet (S. 9).

Die Höchstlast ist deshalb für die Extrapolation auf den Grenzwert „Trennfestigkeit" besonders geeignet, weil ihr geometrischer Ort für verschiedene Kerbtiefen (als Bruchteil des Kernquerschnitts vom Ganzquerschnitt ausgedrückt) bei gleichem Kerbwinkel und für verschiedene

* Nicht zu verwechseln ist diese Erscheinung mit der Lappenwirkung nach Thum[69].

* Die Erscheinung ließ sich deutlich bei Verdrehungsversuchen mit gekerbten Proben nachweisen, bei welchen sich im Zerrüttungsgebiet (bei abfallendem Moment) die Proben mit kleinem Kernquerschnitt weiter verdrehen ließen als diejenigen mit größerem, bevor der Bruch eintrat.

Digitized by Google

Kerbwinkel bei gleicher Kerbtiefe grundsätzlich die gerade Linie ist (S. 21). Bei kerbspröden Werkstoffen ist die Höchstlast wegen vorzeitigen örtlichen Anbruchs im Kerbengrund nicht ermittelbar. Diese Störung tritt nicht auf bei sehr kleinen Proben, sehr tiefen Einkerbungen und großen Kerbwinkeln, wodurch sich die Gerade annähernd rekonstruieren läßt (S. 39).

Damit wäre der Ermittlungsgang der Trennfestigkeit geklärt, wenn das Experiment nicht mit einigen, größere Verformungen als erwünscht vortäuschenden Störungen belastet wäre. Daß die nach dem Bruch gemessene prozentuale Querdehnung besonders bei kleinen Proben und bei tieferen Einkerbungen zu hohe Zahlenwerte ergibt und keinen Maßstab für das Gleiten abgibt, wurde im vorigen Absatz erörtert. Die Größe dieser gemessenen Querdehnungen bilden daher keinen Widerspruch für diejenige Voraussetzung der Trennfestigkeitsermittlung, die eine Abnahme der Verformung mit der Tiefe der Einkerbung und der Verringerung des Kerbwinkels bis auf den Wert null fordert. Es deuten aber auch die bei tiefen Einkerbungen noch sehr tief liegenden Dehnungsgrenzen auf zu große Verformungen hin. Dieselben dürfen nicht überschätzt werden, sie treten — abgesehen von etwaigen gleichen meßtechnischen Einwirkungen wie bei der Bruchquerdehnung — wegen der ungleichmäßigen Beanspruchung des Querschnitts auf und sind dadurch vermehrt, daß praktisch der Kerbwinkel nicht spitzer gehalten werden kann als 60°. Diese Störungen wirken aber nur in empfindlicher Weise auf die niederen Dehnungsgrenzen ein, weil hier das Zugdiagramm noch steil verläuft und geringe Dehnungsunterschiede großen Spannungsunterschieden entsprechen. Die Höchstlast, die ja zur Extrapolation auf die Trennfestigkeit verwertet wird, zeigt sich diesen Verformungen gegenüber unempfindlich. Dies Verhalten der Höchstlast liegt in ihrer eigenen Bedingung begründet, nämlich, daß das Zugdiagramm horizontal verläuft und daher innerhalb eines gewissen Verformungsbereichs die Festigkeit nahezu unveränderlich bleibt.

e) Zusammenfassende Bewertung der Ergebnisse.

Die experimentelle Untersuchung der Kerb- oder Gestaltsfrage an einem schematischen Probensystem und nicht an einzelnen herausgegriffenen technischen Kerbformen hat für die Erkenntnis den Vorteil, daß ein besserer Überblick des Zusammenhangs der Erscheinungen gewahrt bleibt. Das vorliegende Probensystem umfaßt den gesamten Bereich zwischen dem linearen und dem polarsymmetrischen Spannungszustand.

Im linearen Spannungszustand wird die höchstgetragene Last durch die übliche Zugfestigkeit bestimmt, im polarsymmetrischen durch die Trennfestigkeit. Die Festigkeitswerte bei Zwischenzuständen liegen auf Kurven, die beiderseits in die genannten Grenzwerte einmünden. Bei zähen Werkstoffen gehen diese Kurven in eine von der Zugfestigkeit zur Trennfestigkeit ansteigende Gerade über. Bei statisch kerbspröden Werkstoffen wirkt sich die Spannungsinhomogenität unter bestimmten stofflichen Bedingungen zu einer Festigkeitsminderung aus (nach unten gebogene Verbindungskurve), die bei mittlerer Kerbtiefe am wirksamsten ist und große Proben stärker anfällt als kleine.

Eine Festigkeitsminderung tritt dann ein, wenn an der stärker beanspruchten Außenzone (Kerbgrund) die Verformungsfähigkeit (Einschnürvermögen) nach Überschreiten der Höchstlastbedingung nicht ausreicht, um auch der inneren Materialzone bis zum Eintritt des äußeren Anrisses die Möglichkeit der Erfüllung der Höchstlastbedingung und der damit verbundenen gleichmäßigen Verformung zu gewährleisten. Ein großes Einschnürvermögen ist folglich stets ein Vorteil für die Bruchsicherheit, hingegen kann eine große gleichmäßige Dehnung oder konventionelle lineare Bruchdehnung Kerbgefahr hervorrufen, wenn sie im Vergleich zur Einschnürdehnung zu groß ist. Da die Einschnürfähigkeit aber bedingt ist durch das Maß der Kohäsionszerrüttung infolge der Verformung, so ist der spröde Bruch eine Folge voraneilender Zerrüttung der Außenzone. Daher bedarf die These der unmittelbaren Überwindung der Kohäsion durch die Spannungsspitzen beim (statisch) spröden Bruch plastischer Körper einer Korrektur: Im Kerbengrund wird auch beim spröden Bruch die Höchstlastbedingung überschritten. Aus der Gefahr der Spannungsunterschiede wird vornehmlich eine solche der Verformungsunterschiede und damit eine solche örtlicher Kohäsionszerrüttung. Der Zerrüttungsmechanismus der Trennfestigkeit und das Verhältnis von Zerrüttungsverformung zur Verfestigungsverformung bilden einen notwendigen Ergänzungsbestandteil zur Klärung der Bruchfrage bei inhomogenen Spannungszuständen.

Auch der Fließbeginn liegt infolge ungleichmäßiger Spannungsverteilung bei mittleren Kerbtiefen am tiefsten.

Sieht man von der Spannungsinhomogenität als Begleiterscheinung jeder Einkerbung ab, so ist das Kennzeichen des rein räumlichen Einflusses auf die Festigkeit im vorliegenden Probensystem die gerade Verbindungslinie zwischen Zugfestigkeit und Trennfestigkeit.

Eine wichtige Erscheinung innerhalb des inhomogenen Spannungszustandes ist die mechanische Ungleichheit der Festigkeit und Verformung bei gestaltsähnlichen Körpern verschiedener Größe. Diejenige der Festigkeit, die nur bei kerbspröden Werkstoffen wirksam wird, ist auf einen absoluten Anteil der sich unterschiedlich verhaltenden Außenschicht zurückzuführen, diejenige der Verformung — abgesehen von der gleichen Inhomogenitätswirkung wie bei der Festigkeit — auf ein von der Körpergröße unabhängiges kritisches Maß banaler Gleitung bis zum Bruch, das bei künstlicher Einschränkung der Gleitebenenzahl bei Einkerbungen im unproportionalen Sinn wirksam wird. Das Kicksche Ähnlichkeitsgesetz beruht dann auf der Voraussetzung, daß die Zahl der Gleitflächen proportional den linearen Abmessungen ist.

Den Kern der vorliegenden Untersuchung bildet die Gesetzmäßigkeit der Festigkeit (Höchstlastgrenze) in der verwendeten Probenreihe. Damit ist neben der früher erworbenen Kenntnis der räumlichen Spannungen unter den gleichen Bedingungen eine weitere Grundlage geschaffen, um das Verhalten der Stoffe im Zustand räumlich angreifender Zugspannungen methodisch nachprüfen zu können.

Digitized by Google

3. Einfluß der Spannungsinhomogenität auf die Festigkeit.

Die Untersuchung der plastischen Vorgänge bei Kerbzugproben ergab in der Erfüllung der Höchstlastbedingung ein Kriterium dafür, daß eine ungleichmäßige Spannungsverteilung keine Festigkeitsminderung im gefährlichen Querschnitt hervorruft. Da in ungleichmäßig geformten Körpern mit der räumlichen Anspannung der Kräfte stets eine ungleichmäßige Verteilung der Spannungen einhergeht, so gewinnt damit das Gesetz der mathematischen Höchstlastbedingung eine besondere mechanische und stoffliche Bedeutung. Es sei daher auf dies Gesetz näher eingegangen.

a) Höchstlastbedingung als Kriterium.

Die Erfüllung der Höchstlastbedingung im Zugstab ist daran gebunden, daß die Last

$$\sigma \cdot 1 = s \cdot f$$

ein Maximum durchläuft (f = jeweiliger Querschnitt, s = jeweilige „wahre" Spannung, Ausgangsquerschnitt = 1). Daraus folgt:

$$\frac{ds}{s} = -\frac{df}{f},$$

d. h. die Höchstlast ist dann erreicht, wenn die auf die jeweilige Spannung bezogene Spannungszunahme ds/s gleich der auf den jeweiligen Querschnitt f bezogenen Querschnittsabnahme $-\frac{df}{f}$ ist. Diese mathematische Schreibweise enthält aber zugleich die physikalische Deutung des Problems: Vor Erreichen des Lastenmaximums ist die Spannungszunahme größer als die Querschnittsabnahme, das bedeutet Verfestigung des Werkstoffes, nach Überschreiten des Maximums nimmt die Querschnittsabnahme überhand, was einer Entfestigung gleichkommt, die im Rahmen der Kohäsionsforschung als „Zerrüttung" bezeichnet wird.

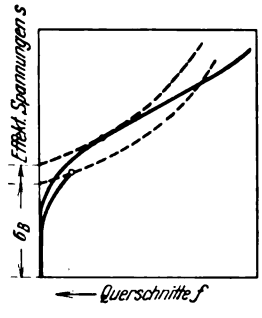


Abb. 17. Schematische Darstellung zur Kontrolle der Erfüllung der Höchstlastbedingung beim Zugversuch.

——— = Kurve der effektiven Spannungen,
– – – – = $s \cdot f$ = konst = σ_B,
● = Zugfestigkeit bei Erfüllung der Höchstlastbedingung,
○ = Zugfestigkeit ohne Erfüllung der Höchstlastbedingung.

Das mathematische Höchstlastproblem ist von einer Reihe von Forschern behandelt worden[17 bis 25]. Unter ihnen hat v. Moellendorff die in wissenschaftlicher Hinsicht sehr zweckmäßige Bezugnahme der „wahren" Spannung zur Querschnittsveränderung im Zugdiagramm eingeführt, die hier praktisch verwertet werden soll.

Es läßt sich nun ohne weiteres feststellen, ob mit einer an der Prüfmaschine ermittelten Zugfestigkeit σ_B die Höchstlastbedingung erfüllt worden ist: Die Hyperbel $s \cdot f = \text{const} = \sigma_B$ erfüllt in jedem Punkt die Differentialgleichung der Höchstlastbedingung $\frac{ds}{s} = -\frac{df}{f}$ (Abb. 17). Die s—f-Zugkurve wird daher von dieser Hyperbel tangiert oder geschnitten, je nachdem, ob die Höchstlastbedingung erfüllt ist oder nicht. Der praktische Eintritt dieser beiden Fälle läßt sich an Hand des Lastdiagramms nach Abb. 18 näher erläutern. Ist bei ungleichmäßiger Spannungsverteilung im Querschnitt etwa nach Abb. 19 unter dem Einfluß der Spannungsspitze (in der Kerbe) der Zerreißpunkt *III* im Lastdiagramm schon erreicht, während an der am geringsten beanspruchten Stelle (Querschnittsmitte des Kerns) die Beanspruchung vielleicht erst bis *I'* gelangt ist, dann hat der Gesamtquerschnitt die wahre Höchstlast noch nicht erreicht. Entspricht aber unter günstigeren Verformungsverhältnissen des Werkstoffes die voraneilende Beanspruchung der

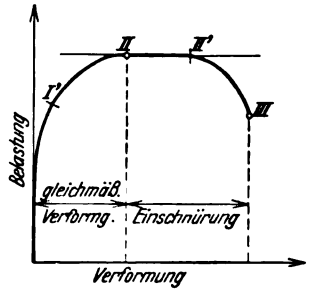


Abb. 18. Schematisches Zugdiagramm.

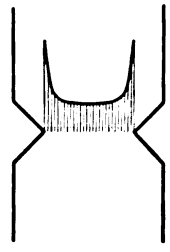


Abb. 19. Schematisches Bild der ungleichmäßigen Spannungsverteilung im Kernquerschnitt einer Kerbzugprobe.

Stelle *II'* im Diagramm, während die Querschnittsmitte gerade den Höchstlastpunkt *II* im Diagramm erreicht hat, so hat der gesamte Querschnitt an der Erfüllung der Höchstbedingung teilgenommen und die Festigkeit ist ungemindert geblieben, weil *II'* mit genügender Annäherung auf der horizontalen Tangente im Höchstlastpunkt liegt. Welcher von den möglichen Fällen eintritt, hängt von den Verformungseigenschaften der Werkstoffe ab, insbesondere vom Verhältnis der gleichmäßigen Verformung zur Einschnürung.

Mit der in Abb. 17 angegebenen Methode soll im folgenden an Kerbzugversuchen mit verschiedenen Werkstoffen nachgeprüft werden, ob die Festigkeitswerte Störungen unterworfen sind. Und zwar soll der Abhängigkeit der Störungen vom Kerbwinkel nachgegangen werden. Bei veränderlicher Kerbtiefe wurden sie schon untersucht (S. 12). Als Probenform wurde im Anschluß an die früheren Versuche ein zylindrischer Stab vom Durchmesser $D = 10$ mm mit eingedrehter Spitzkerbe verwendet, dessen Winkel veränderlich gestaltet wurde. Der Kerndurchmesser d betrug 3 mm, die Kerbtiefe wird ausgedrückt durch die relative Kernfläche $k = \frac{d^2\pi}{D^2\pi}\frac{4}{4}$ und betrug 0,09. Die Fertigung und Ausmessung der Proben, sowie deren Prüfung geschah nach besonders ausgearbeiteten Richtlinien (S. 32). Die Messung der Veränderungen des Kernquerschnitts während der Belastungen wurde mittels eines Fernrohres mit Okularmikrometer bei einer Ablesegenauigkeit von $^1/_{118}$ mm durchgeführt. Bei einem Meßfehler von 2 Ableseeinheiten würde die prozentuale Flächendehnung des Kerns schon um 1% Dehnung abweichen, woraus sich die Streuungen der Meßpunkte bei geringen Dehnungen erklären.

b) Experimentelle Beispiele.

In Abb. 20 bis 24 sind die Zugkurven von einigen Stählen und Leichtmetallegierungen aufgetragen. Es ergab

Digitized by Google

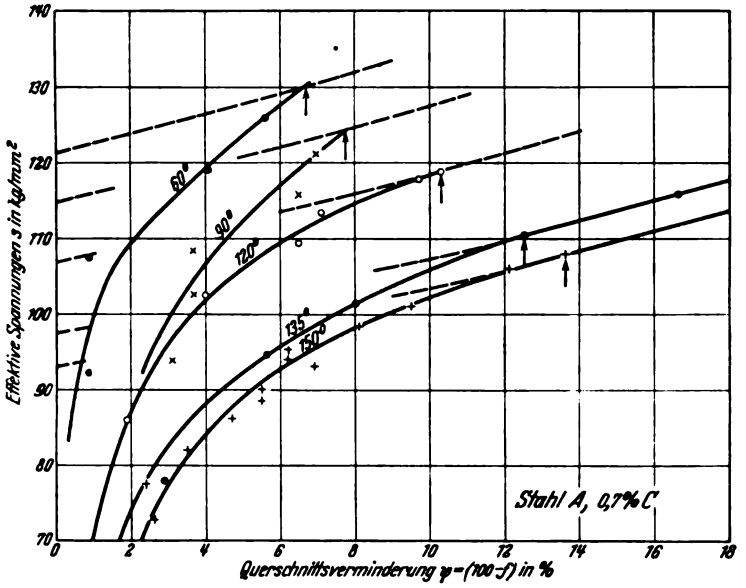


Abb. 20.

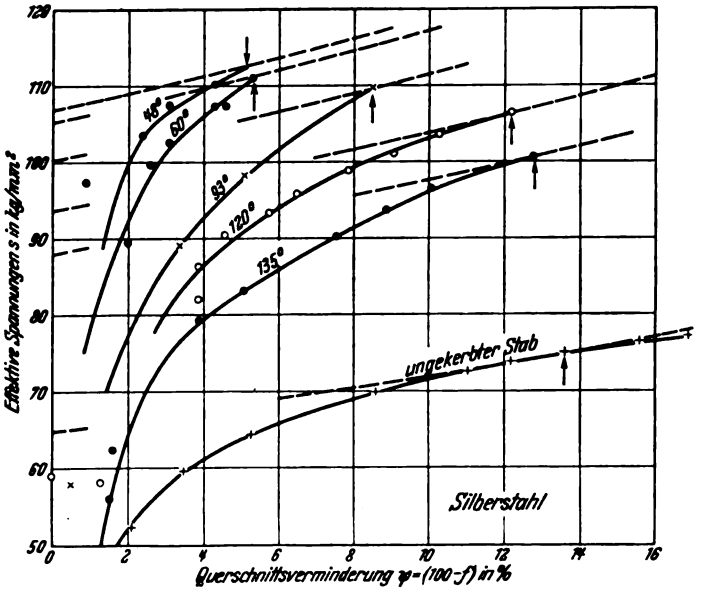


Abb. 21.

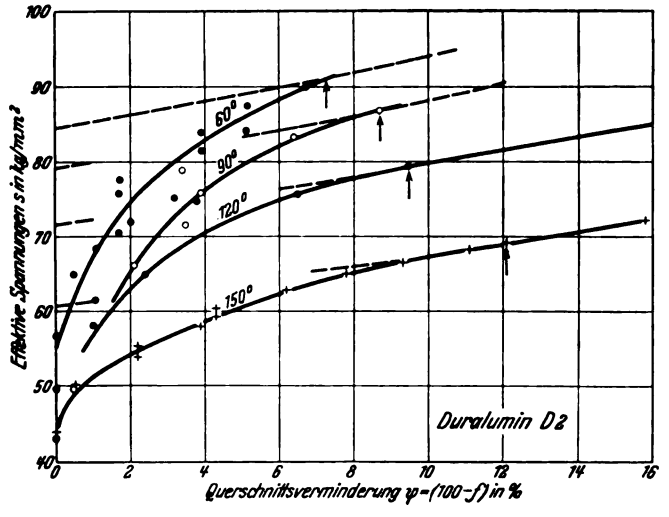


Abb. 22.

Abb. 20 bis 24. Kontrolle der Erfüllung der Höchstlastbedingung bei Kerbzugproben mit verschiedenem Kerbwinkel. Kerndurchmesser $d = 3$ mm, relative Kernfläche $k = 0{,}09$. – – – = Kontrollkurve $s \cdot f = \sigma_{III\,k}$ (vgl. Abb. 17), ↑↓ = effektive Zugfestigkeit $s_{III\,k} = \frac{\sigma_{III\,k} \cdot f_0}{f_{III}}$.

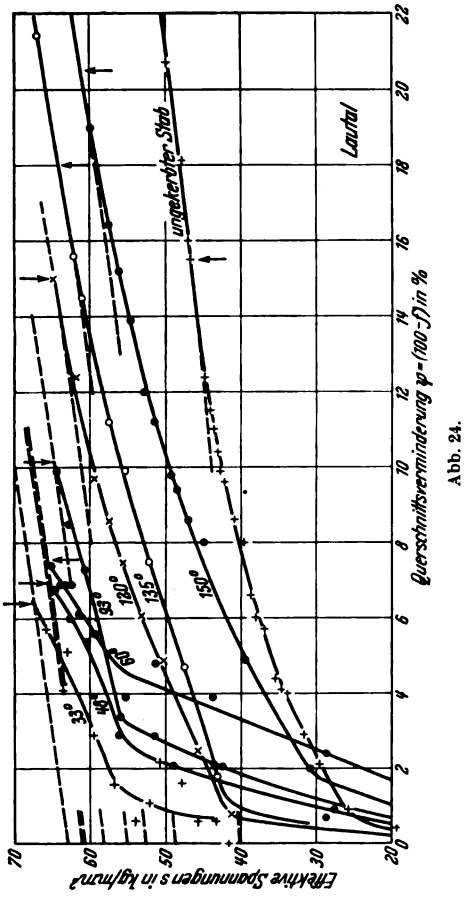


Abb. 24.

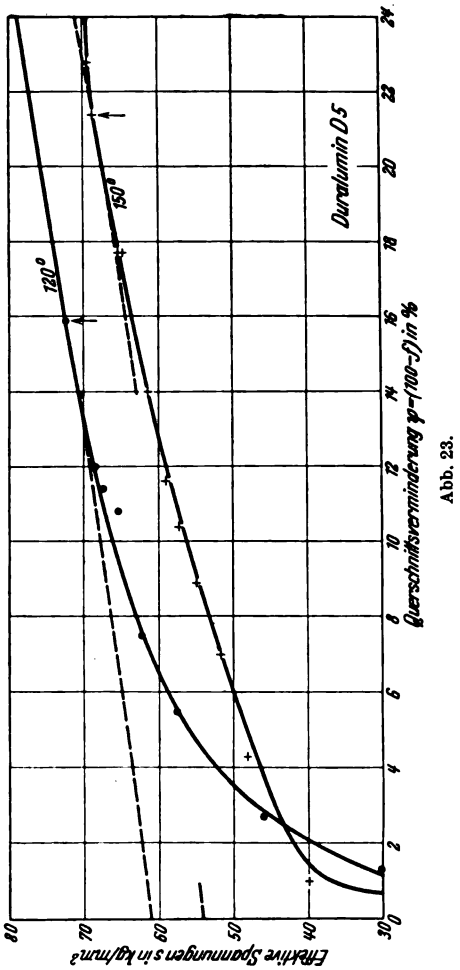


Abb. 23.

Digitized by Google

sich, daß bei kleinen Kerbwinkeln die Kurven von der Hyperbel $s \cdot f = \sigma_B$ geschnitten, bei größeren Kerbwinkeln tangiert werden. Und zwar lag die Grenze dieser beiden Vorgänge bei den meisten der untersuchten Werkstoffe mit Ausnahme einiger sehr spröder bei einem Kerbwinkel von etwa 120°. Aus Abb. 25 erkennt man den knickartigen Übergang* des Festigkeitsgesetzes vom ungestörten zum gestörten Verlauf. Der Übergang tritt bei spröden Werkstoffen bei größeren Kerbwinkeln ein, und bei Gußeisen ist die Störung sogar schon bei $\omega = 180°$, also beim ungekerbten Zugstab vorhanden.

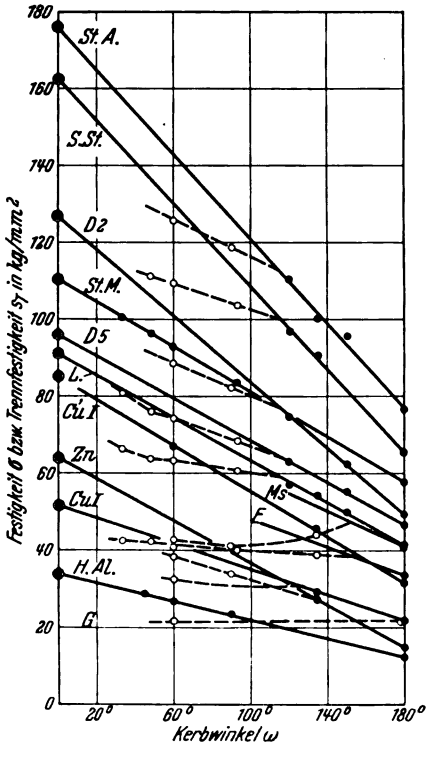


Abb. 25. Gestörte und ungestörte Festigkeit $\sigma_{k=0}$ in Abhängigkeit vom Kerbwinkel. (Die Werte entsprechen den Punkten B' und D' in Abb. 57 und sind zum Teil den Abb. 20 bis 24 entnommen.)
● = ungestörte Werte (Höchstlastbedingung erfüllt),
○ = gestörte Werte (Höchstlastbedingung nicht erfüllt),
◉ = Trennfestigkeit.
Werkstoffe: *St. A.* = Stahl A, 0,7% C; *S. St.* = Silberstahl; *St. M.* = Stahl M, 0,2% C, 1% Mn; D_3 und D_5 = Duralumin veredelt; *L* = Lautal; *Ms* = Messing 58; *E* = Elektron AZM; *Zn* = Zink; *Cu I* = Kupfer geglüht; *Cu' I* = dsgl. bis Höchstlast vorgereckt; *H. Al.* = Handelsaluminium kaltgewalzt; *G* = Gußeisen.

Die Störung nimmt mit Abnahme des Kerbwinkels zunächst zu. Einige Werkstoffe (D_5, *L*, *Ms*) lassen erkennen, daß die Störungseinflüsse bei den kleinsten der untersuchten Kerbwinkel wieder geringer werden, und mit Rücksicht auf die Erörterungen auf S. 15 hinsichtlich der Kerbtiefe dürfen wir annehmen, daß beim Kerbwinkel 0° diese für $k = 0$ gültige Störungskurve wieder in die ungestörte einmündet, also nach s_T hin verläuft (Abb. 57). Kleinere Kerbwinkel lassen sich ohne Beeinflussung der Festigkeitseigenschaften im Kernquerschnitt nicht herstellen, um den Beweis dieser Annahme zu vervollständigen. Zu bemerken ist, daß die eingetragenen Punkte nicht unmittelbar der an der Prüfmaschine ermittelten Festigkeit σ_B entsprechen, sondern den Extrapolationswerten auf die relative Kernfläche $k = 0$ (Punkte *D* in Abb. 57). Diese Extrapolation wurde auf Grund der früheren Untersuchungen geradlinig vorgenommen (S. 12).

Die ungestörten Werte liegen in Abhängigkeit vom Kerbwinkel ebenfalls auf Geraden, die nach der Trennfestigkeit hin verlaufen.

Einige andere Werkstoffe, die gar keine Neigung zu Störungen aufweisen (Aluminium und der weiche Stahl M und bis zur Höchstlast vorgerecktes Kupfer Cu'I) zeigen in Abb. 25 bei allen untersuchten Kerbwinkeln das durchgehend geradlinige Gesetz. Ein methodischer

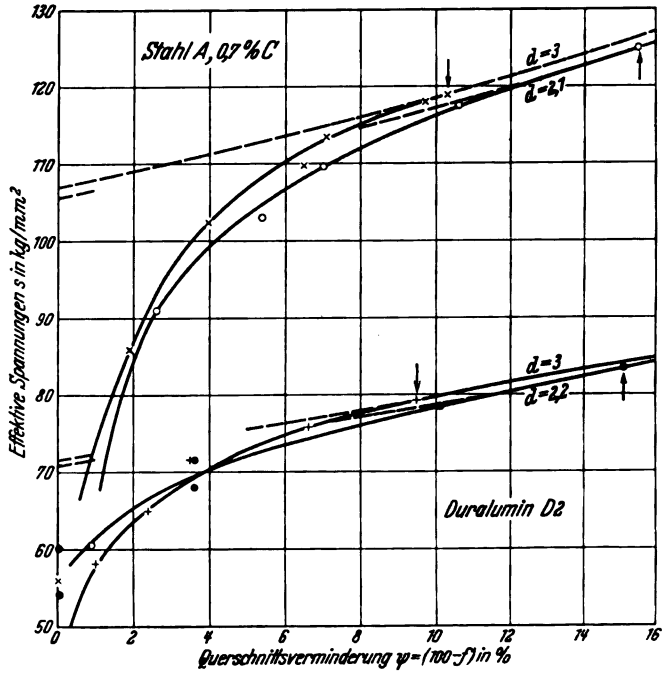


Abb. 26. Zunahme der Querdehnung $\psi_{III\,k}$ bei sehr kleinen Kerndurchmessern *d*. Kerbwinkel $\omega = 120°$, Stabdurchmesser $D = 10$ mm.

Nachweis der erfüllten Höchstlastbedingung war bei diesen Werkstoffen nicht nötig, da ein Überschreiten der Höchstlast mit nachfolgender Einschnürung während der Prüfung deutlich beobachtet werden konnte.

Es gibt mithin Stoffe, die zu Störungen neigen, andere wiederum, die unempfindlich sind. Man ist geneigt, zu den störungsfreien die reinen Metalle, wozu auch Stahl mit geringerem Kohlenstoff gehören würde und die homogenen Legierungen (mit homogenen Mischkristallen) zu zählen, während die heterogenen Legierungen, trotz der Vorteile ihrer Festigkeit und häufigen Vergütbarkeit leicht Störungen unterworfen sind.

Die obigen Versuche wurden alle bei dem gleichen Probendurchmesser und der gleichen relativen Kernfläche durchgeführt. Abb. 26 bringt nun noch an 2 Werkstoffen eine Gegenüberstellung der Dehnungskurven bei verschiedener Kerbtiefe bzw. verschiedenem Kerndurchmesser. Obgleich mit zunehmender Kerbtiefe die Verformung stärker behindert werden müßte, zeigen in beiden Fällen die tiefer gekerbten die größere Verformung bis zum Eintritt der Höchstlast. Diese Erscheinung beruht nicht etwa auf einer wirklichen Zunahme der Verformung bei tieferer Einkerbung, sondern ist auf eine

* Später werden wir an Hand der Abb. 75 erkennen, daß diese plötzlich einsetzende Störung eine charakteristische Funktion der Spannungsspitze ist.

Digitized by Google

Dissonanz zwischen der methodisch gemessenen Dehnung und der wahren Abschiebung in Richtung der banalen Gleitfläche zurückzuführen, worauf in vorangehenden Versuchsreihen schon hingewiesen wurde (S. 16). Damit ist nachgewiesen, daß diese Erscheinung nicht nur, wie bei den früheren Versuchen, die gesamte Verformung bis zum Bruch, sondern auch die vor dem Eintritt der Höchstlast auftretende Verformung betrifft. Diese Frage wird im folgenden Abschnitt eingehend untersucht.

Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen: Eine graphische Methode der Kontrolle, ob die Höchstlastbedingung bei Kerbzugversuchen erfüllt wird, gibt die Möglichkeit, die von Störungen infolge der Spannungsinhomogenität beeinflußten Festigkeitswerte von ungestörten Werten zu scheiden. Es kann alsdann das nur vom räumlichen Spannungszustand herrührende Festigkeitsgesetz der vorliegenden Probenform erkannt werden. Dies ergibt einen geradlinigen Anstieg mit abnehmendem Kerbwinkel, ebenso wie in früheren Versuchen ein geradliniger Anstieg mit abnehmender relativer Kernfläche erkannt wurde. Auch die elastischen Dehnungswerte standen ja in gleicher Gesetzmäßigkeit zur Gestalt.

4. Einfluß der Verformungsinhomogenität auf die effektive Festigkeit.

In den voranlaufenden Abschnitten wurde die Festigkeit im durch Einkerbung erzeugten räumlichen Spannungszustand sowie deren Störungen infolge der Spannungsinhomogenität zahlenmäßig ermittelt. Für die Kenntnis der „effektiven" Festigkeit benötigt man jedoch zugleich das Maß der bis zur Höchstlast eingetretenen plastischen Querschnittsänderung. Diese ist insofern stets gestört, als die Verformungen ebenso wie die Spannungen ungleichmäßig über den Querschnitt verteilt sind. Unter den Spannungsspitzen ist die Verformung schon weiter vorgeschritten als an den übrigen Stellen. Bei der Messung erhält man somit nur eine mittlere Verformungszahl.

Ist nun die Festigkeit infolge der ungleichmäßigen Spannungsverteilung stark vermindert, so wird auch die Höchstlastverformung vorzeitig unterbrochen worden sein. Diese letztere plastische Störung läßt sich vermeiden, indem man möglichst nur Werkstoffe mit ungeminderter Festigkeit prüft. Es ist dann an allen Querschnittsstellen die der Höchstlastbedingung zugehörige Verformung nicht nur voll erreicht, sondern da, wo Spannungsspitzen auftreten, sogar schon überschritten. Der Mittelwert wird dann eindeutig größer als die wahre, ungestörte Höchstlastverformung der Kerbprobe ausfallen.

a) Gestörter und ungestörter Verformungsverlauf im Kernquerschnitt.

Zunächst wurde stark gewalztes Aluminium untersucht, da dessen Verhalten unter Einwirkung der Einkerbung deshalb aufschlußreich zu werden versprach, weil es am ungekerbten Zugstab keine nennenswerte Gleichmaßverformung ($\psi_{II} = 2\%$), sondern nur eine große Einschnürung von $\psi_{III} = 61\%$ aufwies. Die plastischen Querdehnungen wurden in derselben Weise wie früher mittels eines Fernrohres mit Okularmikrometer während der Belastung gemessen (S. 18). Zugleich wurden die Querdehnungen im Probenschaft unmittelbar neben der Kerbe mit Hilfe einer Mikrometerschraube ermittelt. Die Verformungskurven sind in Abb. 27 wiedergegeben. Das scheinbar zu stark gewalzte (zerrüttete) Material zeigte trotz guter Plastizität die Neigung, schon im Bereiche der Höchstlast in der Kerbe anzureißen, was in den Diagrammen dadurch in Erscheinung tritt, daß mit Beginn des Risses die ermittelten Spannungskurven knickartig abfallen. Andernfalls hätten sie vom Höchstlastpunkt ab etwa tangential weiter verlaufen müssen. Die Proben brachen nun mit dem Anriß nicht sofort vollständig durch, sondern verformten sich infolge ihrer großen Plastizität noch weiter, so daß die graphische Kritik der Höchstlastbedingung hier nicht so klar liegt wie

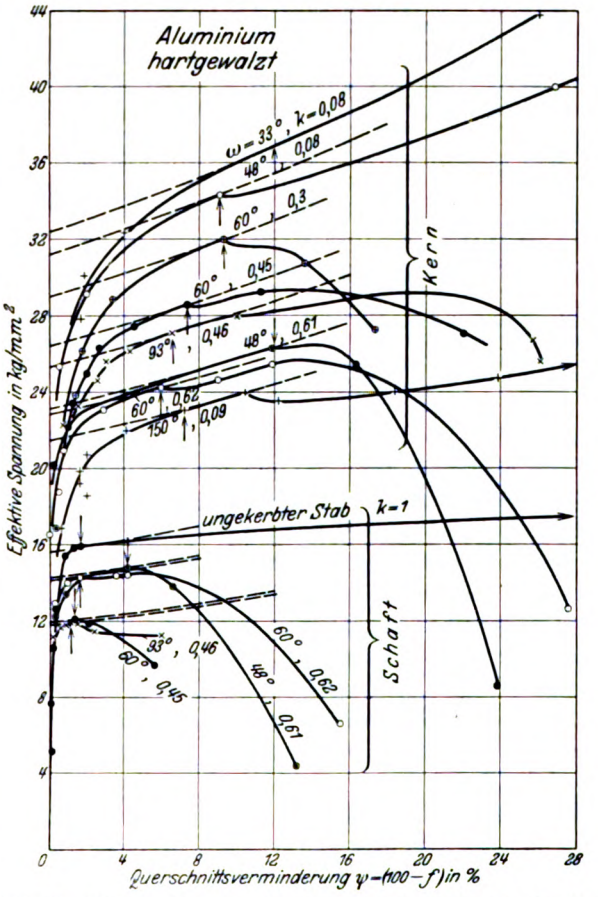


Abb. 27. Effektive Spannungs-Verformungs-Schaubilder für den Kern- und Schaftquerschnitt (in Kerbnähe) von Kerbzugproben bei verschiedenem Kerbwinkel ω und verschiedener relativer Kernfläche k. $D = 10$ mm. – – – = Kontrollkurve $s \cdot f = \sigma_{II\,k}$ für den Eintritt des Lastenmaximums (Höchstlastbedingung); ↑↓ = effektive Zugfestigkeit $s_{II\,k} = \frac{\sigma_{II\,k} \cdot f_0}{f_{II}}$. (Bei den Kerbwinkeln 33°, 48°, 60° ist der wahre Verlauf der Kurven schon vor Eintritt der Höchstlast durch Einreißen der Probe gestört; infolge der ausgiebigen Plastizität dieses Werkstoffs brechen aber die Proben beim Einreißen noch nicht vollständig durch.

bei den früher untersuchten Legierungen mit plötzlichem Durchbruch der Probe (S. 19). Da jedoch nach Abb. 27 das Einreißen bei Kerbwinkeln von 90° und darüber erst nach Überschreiten des Lastenmaximums eintrat, so können bei diesen Winkeln die dem Lastenmaximum entsprechenden Festigkeits- und Dehnungswerte als ge-

Digitized by Google

sichert angesehen werden, während sie bei den Kerbwinkeln von 33, 48 und 60° gestört sind (Abb. 28). Trotzdem genügen die Ergebnisse, um ein schematisches Bild des Verformungsablaufs in Abhängigkeit von der Kerbwirkung entwerfen zu können.

Zu diesem Zweck wurden in der Abb. 27 die bis Eintritt der Höchstlast auftretenden Verformungen als auch die Gesamtverformungen bis zum Bruch maßstäblich abgegriffen und in Abb. 29 in Abhängigkeit von der relativen Kernfläche eingezeichnet. Es ergibt sich jetzt, daß die vorerst geringe Höchstlastverformung ψ_{IIk} infolge der Einkerbung zunächst mit der Kerbtiefe erheblich zu-, dann wieder abnimmt, und dies um so mehr, je spitzer der Kerbwinkel ist. Die Bruch- (Fließkegel-) Verformung ψ_{IIIk} verläuft umgekehrt, also spiegelbildartig.

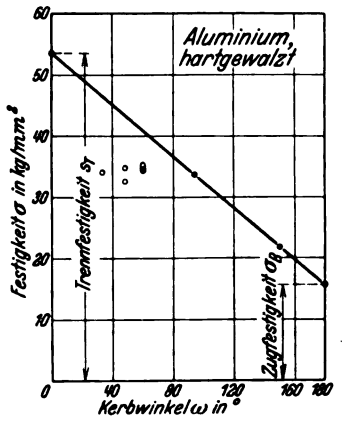


Abb. 28. Festigkeitswerte von Kerbzugproben bei verschiedenen Kerbwinkeln für $k = 0$.
● = Höchstlastbedingung erfüllt;
○ = Höchstlastbedingung nicht erfüllt.

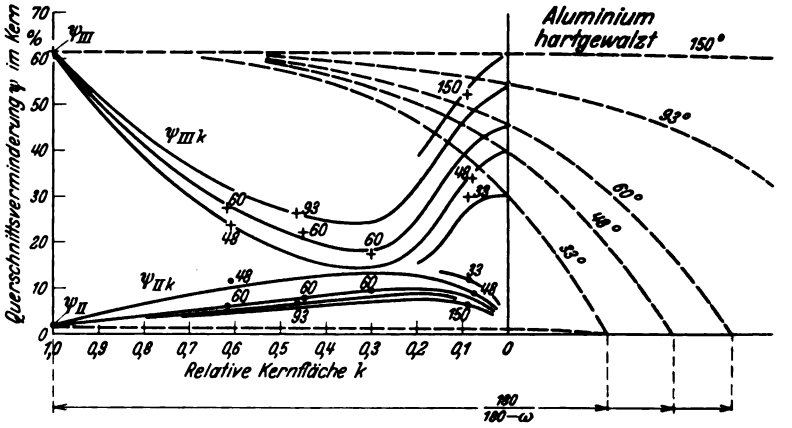


Abb. 29. Verlauf der Höchstlastverformung ψ_{IIk} und Bruchverformung ψ_{IIIk} des Kernquerschnitts von Kerbzugproben bei abnehmender relativer Kernfläche. Die Zahlen bezeichnen die Kerbwinkel. $D = 10$ mm.
– – – – = Ideeller Verlauf unter Ausschaltung der Spannungsinhomogenität.

Dieses Bild ist typisch für die plastische Auswirkung des ungleichmäßigen Spannungszustandes. Die Gesamtverformung wird entsprechend dem Ausmaß der Inhomogenität stets vermindert (auch wenn die Höchstlastbedingung erfüllt ist), indem unter dem Einfluß der Spannungsspitze die Probe ja immer in der Kerbe anzureißen beginnt und damit die vollständige Ausbildung der Verformung im übrigen Querschnittsteil behindert*. Die Höchstlastverformung wird dagegen unter dem Einfluß der Spannungsspitze um einen Anteil der Fließkegelverformung vermehrt und verläuft daher umgekehrt.

In der relativen Kernfläche $k = 0$ ist nun die Spannungsinhomogenität aufgehoben (S. 15). Es müssen daher die Kurven hier einem Wert zustreben, der dem ungestörten räumlichen Spannungszustand entspricht. Der räumliche Spannungszustand in der Kerbzugprobe wirkt aber verformungshindernd, infolgedessen liegt der Grenzwert niedriger als die Verformung des ungekerbten Stabes (bei der relativen Kernfläche 1). Ferner liegt er aus gleichem Grunde bei kleinen Kerbwinkeln (intensivere räumliche Wirkung) niedriger als bei großen; denn selbst bei der relativen Kernfläche $k = 0$ ist der polarsymmetrische Spannungszustand um so weniger erreicht, je mehr der Kerbwinkel von null abweicht. Aus dieser Gedankenfolge ergibt sich der in Abb. 29 gestrichelt eingezeichnete ideelle Verlauf der Verformungen unter der Voraussetzung, daß eine ungleichmäßige Verteilung der Spannungen nicht vorhanden ist. Im Grenzfall des polarsymmetrischen Spannungszustandes ist keine Verformung vorhanden, demnach müssen auf Grund der vorangehenden Untersuchungen die gestrichelten Kurven die Abszisse in einer vom Kerbwinkel ω abhängigen Entfernung $180/(180 - \omega)$ schneiden. Dieser Betrag folgt aus der experimentellen Tatsache, daß hinsichtlich Elastizität und Festigkeit die Wirkungen der Winkelveränderung und relativen Kernflächenveränderung linear verlaufen und, ohne das Ergebnis zu stören, gegeneinander ausgetauscht werden können (S. 9 und 21).

b) Störungseinflüsse.

In Abb. 30 ist bei konstantem Kerbwinkel die Untersuchung noch weitergeführt worden. Stangenmaterial anderer Herkunft als das erstuntersuchte wurde diesmal geglüht, damit eine Höchstlastdehnung vorhanden war. Diese betrug als Querschnittsverminderung ausgedrückt $\psi_{II} = 17\%$ (bei wirksamerem Ausglühen wären 25—30% möglich gewesen). In Abb. 30 befinden sich die Kurven und in Abb. 31 die Auswertungen. Bei letzteren wurden jetzt auch die im Schaft unmittelbar neben der Kerbe auftretenden Verformungen ψ_{II_s} und ψ_{III_s} eingehender berücksichtigt. Der ungestörte ideelle Verlauf wurde wieder gestrichelt eingezeichnet. In diesem Beispiel ist wegen einer größeren Zahl von Versuchspunkten die Kontinuität der Ergebnisse besser verfolgbar. Dabei mußten aus fertigungstechnischen Gründen die absoluten Kerndurchmesser mit abnehmender relativer Kernfläche immer kleiner werden.

Es zeigt sich nun außer der senkrecht schraffierten Inhomogenitätseinflußzone noch ein weiteres durch schräge Schraffur verdeutlichtes Störungsgebiet, verursacht zum Teil durch die Einschränkung der Gleitflächenzahl bei Einkerbungen und die damit verbundene Vergrößerung der prozentualen Querdehnung bei kleinen Durchmessern (S. 16). Hauptsächlich aber ist hierfür mit großer Wahrscheinlichkeit die bei Proben mit so winzigem Fließbereich unvermeidliche Lastüberhöhung im Einschnürgebiet und das damit verbundene

* Zu beachten ist hierbei, daß unter „Verformung" die methodische mittlere Querschnittsänderung gemeint ist, und nicht etwa die Verformung kleinster Materialteilchen, die sich beim Weiterreißen fraglos bis an ihre Grenze verformen.

Digitized by Google

Nachfließen verantwortlich zu machen. Diese Abweichung muß natürlich wieder gleich null werden, wenn keine Verformung mehr auftritt, also ganz rechts im Bild (punktiert gezeichnet). Dieser Einfluß ist auch in den Kurven der Abb. 29 enthalten, wurde dort aber nicht besonders herausgeschält.

Zu diesem Zweck wählen wir das System jetzt so, daß bei der relativen Kernfläche $k = 0$ der polarsymmetrische Spannungszustand zugleich erreicht ist. Das ist der Fall, wenn $\frac{180}{180-\omega} = 1$, also der Kerbwinkel $\omega = 0$ und bei veränderlichem k konstant ist. Dann ergibt sich das in Abb. 32 wiedergegebene schematische Bild. Gegeben ist darin Punkt A durch die gleichmäßige Dehnung ψ_{II} am ungekerbten Zugstab, B als die Zugfestigkeit $\sigma_B = \sigma_{II}$, C als die gleichzeitige effektive Spannung $s_{II} = \frac{\sigma_B \cdot 100}{100 - \psi_{II}}$ desselben. Mit zunehmender

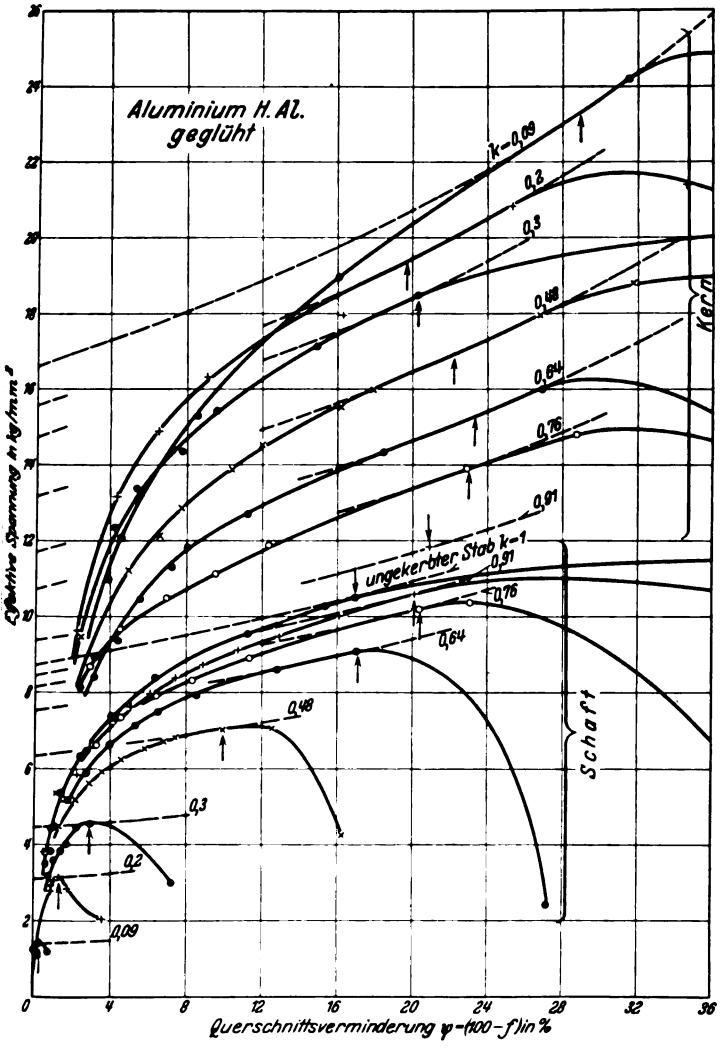


Abb. 30. Effektive Spannungs-Verformung-Schaubilder für den Kern- und Schaftquerschnitt (in Kerbnähe) von Kerbzugproben bei verschiedener relativer Kernfläche k und gleichem Kerbwinkel $\omega = 60°$. $D = 10$ mm.

– – – – = Kontrollkurve $s \cdot f = \sigma_{IIk}$ für den Eintritt des Lastenmaximums.

↓↑ = effektive Zugfestigkeit $s_{IIk} = \frac{\sigma_{IIk} \cdot f_0}{f_{II}}$.

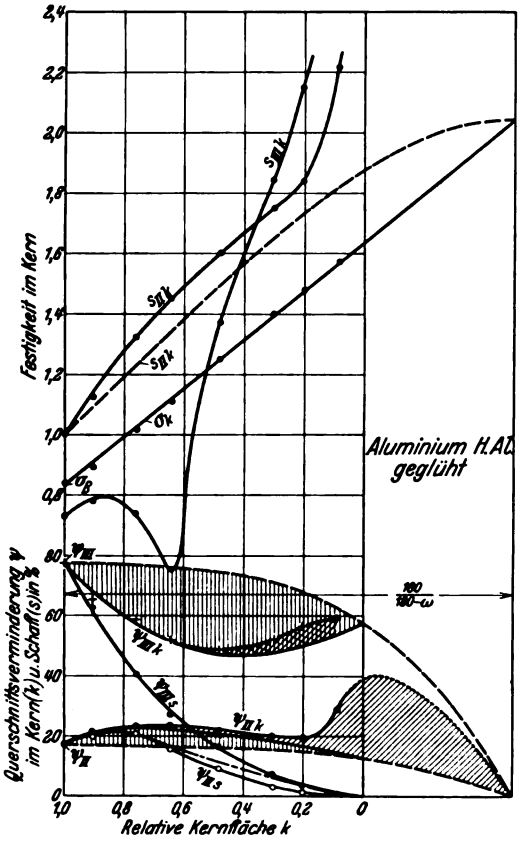


Abb. 31. Verlauf der Höchstlastverformung (ψ_{IIk} und ψ_{IIs}) und Bruchverformung (ψ_{IIIk} und ψ_{IIIs}) des Kern- bzw. Schaftquerschnitts (in Kerbnähe) von Kerbzugproben bei verschiedener relativer Kernfläche k. Kerbwinkel = 60°. Oben: Verlauf der Festigkeit σ_k (der Index II ist hier fortgelassen!) der effektiven Festigkeiten s_{IIk} und der effektiven Zerreißfestigkeit s_{IIIk} im Kernquerschnitt. $s_{II} = 1$ gesetzt, $D = 10$ mm.

– – – – = Ideeller Verlauf unter Ausschaltung der Spannungsinhomogenität. Senkrechte Schraffur = Einfluß der Spannungsinhomogenität. Schräge Schraffur = Einfluß der Gleitflächeneinschränkung und des Nachfließens auf das Verformungsmaß.

c) Ungestörtes Verformungs- und Festigkeitsgesetz.

Aus den gemessenen Verformungen des Kernquerschnittes bis zur Höchstlast als auch bis zum Bruch konnten nun die mittleren „effektiven" Spannungen bei Eintritt dieser beiden ausgezeichneten Fälle ermittelt und in Abb. 31 eingezeichnet werden. Sie zeigen wieder sehr deutlich den Einfluß der Störungen. Nun ist das Ziel dieser Untersuchung, nach Erkennung der Verformungsstörungen infolge ungleichmäßiger Spannungsverteilung das ungestörte Verformungsgesetz zu entwickeln, um die wahren Spannungen bei Eintritt des Lastenmaximums ermitteln zu können, die dann nur noch eine Folge des mehrseitigen Kräfteangriffs sind.

Einkerbtiefe, also abnehmender relativer Kernfläche verläuft laut experimenteller Erfahrung die ungestörte Festigkeit von B geradlinig nach der Trennfestigkeit s_T in D. Ferner wissen wir aus den vorangehenden Dehnungsmessungen, daß die ungestörte Höchstlastverformung von A nach dem Nullpunkt 0 etwa in der eingezeichneten Form verläuft. Gesucht ist das Gesetz des Verlaufs der Höchstlastverformung von A nach 0 oder der effektiven Spannungen von C nach D. Dies Gesetz läßt sich mit Hilfe bekannter Grenzbedingungen aufstellen. Nehmen wir vorerst an, mit abnehmendem k bliebe die Höchstlastverformung konstant $= \psi_{II}$, dann würde sich die effektive Spannung $s_{IIk} = \frac{\sigma_k \cdot s_{II}}{\sigma_B}$ ergeben, das ist die Gerade zwischen

Digitized by Google

C und E. Diese Gerade ist also die Tangente an die zu suchende s_{IIk}-Kurve im Punkte C. Eine weitere Bedingung erfordert den horizontalen Einlauf der s_{IIk}-Kurve bei D, denn im Falle des Trennungsbruchs verläuft erfahrungsgemäß die Bruchfläche unter 90° zur Stabachse. Das bedeutet aber nach der Mohrschen Bruchhypothese[26], daß die größte Hauptspannung $s_1 = s_{IIk}$ kurz vor Erreichen des polarsymmetrischen Zustandes nicht mehr zunimmt. Als nächste Bedingung muß bei sehr kleiner Höchstlastverformung ψ_{II} des Werkstoffes die s_{IIk}-Kurve fast geradlinige Gestalt annehmen, weil die Geraden BD und CE dann dicht aneinanderrücken. Allen genannten Bedingungen wird unter den einfachen Kurven nur eine Hyperbel gerecht, deren Achse mit der Ordinate $k = 0$ zusammenfällt. Ihre Gleichung ergibt sich dann, wenn die effektive Höchstlastspannung des ungekerbten Stabes $s_{II} = \frac{\sigma_B \cdot 100}{100 - \psi_{II}} = 1$ gesetzt wird, wie folgt:

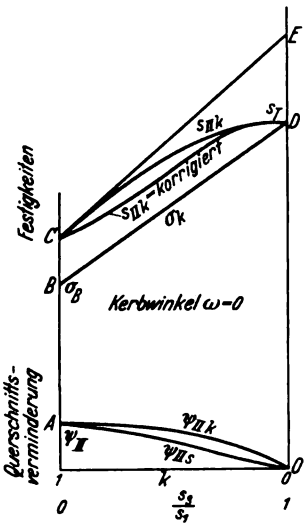


Abb. 32. Schematische Darstellung des ideellen Verformungs- und Spannungsverlaufs unter Ausschaltung der Spannungsinhomogenität.

$$(s_T - 1)^2 (s_T - \sigma_B) k^2 + (s_T + \sigma_B - 2 s_T \sigma_B) s_{IIk}^2 + 2 s_T (s_T \sigma_B - 1) s_{IIk} - s_T^2 (s_T + \sigma_B - 2) = 0. \quad (6)$$

In dieser Gleichung mit den Variablen s_{IIk} und k bezieht sich k immer noch auf die Ausgangsquerschnitte.

Errechnet man sich nun aus der mathematischen s_{IIk}-Kurve und der experimentellen σ_k-Geraden die Höchstlastverformung

$$\psi_{IIk} = 100 \left(1 - \frac{\sigma_k}{s_{IIk}}\right) \quad (7)$$

bei veränderlichem k aus, so ergibt sich die in Abb. 32 eingezeichnete ψ_{IIk}-Kurve, die entsprechend der Voraussetzung einen horizontalen Einlauf bei Punkt A hat. Das würde dem in Abb. 29 und 31 eingezeichneten, aus den experimentellen Ergebnissen gefolgerten Verlauf gut entsprechen.

d) Verformung des Schaftes.

Für den effektiven Zustand ist aber zu berücksichtigen, daß bis zum Abschluß der Höchstlastverformung sich die relative Kernfläche verändert hat, weil Schaft- und Kerndurchmesser sich in verschiedenem Maße verändert haben. Recht bedeutungsvoll ist in dieser Hinsicht die Erscheinung, daß der Schaft nach Überschreiten des Lastenmaximums trotz der damit eintretenden Entlastung sich noch weiter verformt und an der Einschnürung des Kernes teilnimmt. Nach Abb. 30 konnte sogar bei der tiefen Einkerbung mit $k = 0{,}09$ die Erfüllung der Höchstlastbedingung im Schaft unter einer Anspannung von nur 6% der Anspannung im Kern und 13% der Anspannung im ungekerbten Zugstab nachgewiesen werden. Daraus muß geschlossen werden, daß sich in der Nachbarschaft des gefährlichen Kernquerschnitts eine Fließzone ausbildet, in welcher ein kritischer Materialzustand (z. B. Fließgrenze und Höchstlast) nicht von einer daselbst wirkenden kritischen Spannung normal zum Querschnitt abhängig ist, sondern von einer im gefährlichen Querschnitt entstehenden und sich in die Nachbarschaft fortsetzenden Gleitflächenbildung erzeugt wird.

Die Entfestigung in der Nachbarschaft des schwächsten Querschnittes ist an der Fließkegelausbildung des ungekerbten Zugstabes schon studiert worden[27, 25]. Neuartig ist jedoch hier die große Wirksamkeit dieser Erscheinung selbst bei künstlicher Einkerbung, indem sie sogar auf benachbarte Stabteile übergreift, die von vornherein mehr als den 10fachen Querschnitt besitzen. Später werden wir die physikalische Deutung dieses Problems in der Verminderung des Schubwiderstandes im Kernquerschnitt bei mehrseitigem Zug finden. Aus dieser bis in den Schaft reichenden Wirkungszone erklärt sich die mit der Höchstlastverformung des Kerns zugleich zunehmende Schaftverformung bei nicht zu großen Einkerbtiefen in Abb. 31.

e) Korrektur der relativen Kernfläche und effektiven Spannungen aus der Verformung.

Zur formelmäßigen Entwicklung der Veränderung der relativen Kernfläche aus der Verformung von Kern und Schaft ist noch die Kenntnis der Beziehung zwischen diesen beiden Verformungen erforderlich. Da die Kernverformung ψ_{IIk} aus Gleichung (7) bekannt ist, so wäre alsdann auch die Schaftverformung ψ_{IIs} ermittelbar.

Auf Grund der notwendigen Annahme gemeinsamer Schiebeflächen von Kern und benachbartem Schaft und des daraus zu folgernden gemeinsamen kritischen Maßes b der Abschiebung in diesen Flächen und des Schiebewinkels φ zwischen der zunächst als eben angesehenen Gleitfläche und der Stabachse ergibt sich für die Durchmesseränderung im Schaft bzw. im Kern

$$\varepsilon_s = \frac{2b \sin\varphi}{D},$$

$$\varepsilon_k = \frac{2b \sin\varphi}{d}$$

und

$$\psi_s = \frac{D^2 - (D - 2b \sin\varphi)^2}{D^2},$$

$$\psi_k = \frac{d^2 - (d - 2b \sin\varphi)^2}{d^2},$$

hieraus folgt:

$$\frac{\psi_s}{\psi_k} = \sqrt{k}\, \frac{2 - \varepsilon_s}{2 - \varepsilon_k}$$

oder, da der Quotient mit großer Annäherung = 1 wird:

$$\psi_s = \psi_k \sqrt{k}. \quad (8)$$

Um die Gültigkeit dieser Beziehung durch Vergleich mit den experimentellen Werten in Abb. 31 nachprüfen zu können, ist noch eine Überlegung notwendig: Die entwickelten Beziehungen haben nur dann einen Sinn, wenn

Digitized by Google

bei $k = 0$ auch $\omega = 0$ ist, damit die Verformungen von Kern und Schaft dem gemeinsamen Nullpunkt zustreben, wie es in der schematischen Darstellung in Abb. 32 zur Bedingung gemacht wurde. In Abb. 31 ist die Kernverformung bei $k = 0$ wegen des Kerbwinkels $\omega = 60°$ noch groß, während die Schaftverformung mit $k = 0$ schon null geworden ist. Es lassen sich aber die Kernverformungen im k-Maßstab auf die dem Kerbwinkel $\omega = 0$ zugehörigen Werte reduzieren, indem man die über den Abszissenbereich $180 (180 - \omega)$ sich erstreckende, nach Gleichung (7) errechnete, ideelle ψ_{IIk}-Kurve in den Bereich $k = 0$ bis $k = 1$ proportional umzeichnet (in Abb. 31 fortgelassen). Die so aus den verschobenen Werten ψ_{IIk} nach Gleichung (8) errechneten ψ_{IIs}-Werte sind in Abb. 31 strichpunktiert eingetragen und fallen bei kleinen Kerbtiefen mit den experimentellen zusammen. Die geringen Abweichungen bei großer Kerbtiefe sind darauf zurückzuführen, daß — wie die zerrissenen Proben deutlich zeigten — bei einem Kerbwinkel von 60° die durch den Kernquerschnitt gehenden Schiebeflächen die Kerbflanke treffen und der Schaft außerhalb ihrer unmittelbaren Wirkungszone liegt, wodurch dessen Verformungen geringer ausfallen als es die auf Grund gemeinsamer Schiebeflächen durchgeführte Rechnung ergibt. Zu unserem gewählten System (Abb. 32), in welchem wir eine k-Verschiebung errechnen wollen, gehört aber der Kerbwinkel $\omega = 0°$. Bei diesem wäre der gefundene Fehler folgerichtig nicht vorhanden und dürften demnach die nach Gleichung (8) errechneten Schaftdehnungen in dem System der Abb. 32 genau stimmen. Im übrigen handelt es sich ja ohnehin nur um eine Korrektur der s_{IIk}-Kurve, für welche eine angenäherte ψ_{IIs}-Kurve genügen würde, während ihre genaue Ermittlung eine Korrektur zweiter Ordnung darstellen würde, die unwesentlich ist.

Jetzt läßt sich die relative Kernfläche korrigieren. Der Kernquerschnitt ist dann $= (100 - \psi_{IIk}) k$ und der Schaftquerschnitt nahe der Einkerbung $= (100 - \psi_{IIs}) \cdot 1$. Es ergibt sich für die korrigierte relative Kernfläche k' unter Berücksichtigung von Gleichung (8)

$$k' = \frac{(100 - \psi_{IIk}) k}{100 - \psi_{IIk} \cdot \sqrt{k}}.$$

Da nach Gleichung (7) $100 - \psi_{IIk} = \frac{\sigma_k}{s_{IIk}}$ ist, wird

$$k' = \frac{\frac{\sigma_k}{s_{IIk}} \cdot k}{\left(\frac{\sigma_k}{s_{IIk}} - 1\right)\sqrt{k} + 1}. \qquad (9)$$

Hierin ist σ_k und s_{IIk} aus der σ_k-Geraden bzw. der s_{IIk}-Hyperbel und entwicklungsgemäß für die ursprüngliche relative Kernfläche k zu entnehmen. Die neue s_{IIk}-Kurve liegt nach Abb. 32 etwas tiefer als die s_{IIk}-Hyperbel.

Auf eine Zusammenfassung der Gleichungen (6) und (9) durch Eliminieren von k soll mit Rücksicht auf die damit verbundene Umständlichkeit verzichtet werden; denn in die Gleichung (9) wäre noch die geradlinige Beziehung:

$$\sigma_{k,\omega=0} = s_T - (s_T - \sigma_B) k \qquad (10)$$

einzusetzen.

Für die als Endziel in Aussicht genommene praktische Auswertung der entwickelten Gleichungen (6), (9) und (10) zur Errechnung des Schub- und Normalwiderstandes im räumlichen Spannungszustand ist die getrennte und konstruktive Behandlung beider Gleichungen vorteilhafter. Darüber sei später berichtet.

Zusammenfassung.

Mit Steigerung der räumlichen Kraftwirkung vom linearen Zustand bis zur Polarsymmetrie nimmt sowohl die Höchstlastverformung als auch die Bruchverformung kontinuierlich ab. Die bei Einkerbungen auftretende ungleichmäßige Verteilung der Spannungen erzeugt zusätzlich zur räumlichen Wirkung eine Vermehrung der Höchstlastverformung und eine Verminderung der Bruchverformung.

Aus der experimentellen Festigkeit und der Höchstlastverformung unter Ausschaltung der zusätzlichen Einwirkung der Inhomogenität läßt sich die effektive Festigkeit errechnen, die in Abhängigkeit von der relativen Kernfläche bei dem verwendeten Probensystem einen hyperbolischen Verlauf nimmt.

Die Kenntnis des Verlaufs der effektiven Festigkeit ist eine notwendige Vorbedingung für die Untersuchung der Schub- und Normalspannungen bei mehrseitiger Beanspruchung.

5. Schub- und Trennwiderstandsgesetz bei räumlicher Zugbeanspruchung.

In der elastischen Mechanik pflegt man den auf ein Körperteilchen wirkenden Spannungszustand durch die in beliebig gerichteten Schnittebenen wirkenden Schubspannungen und die senkrecht dazu wirkenden Normalspannungen zu kennzeichnen. Die Schnittebene ist hier nur Hilfsmittel zur bequemen Orientierung über die Gesamtwirkung der Kräfte. Die Plastizitätslehre befaßt sich aber mit wahrhaft auftretenden Gleitflächen, in denen die wirkenden Schub- und Normalspannungen als kritische Grundfaktoren betrachtet werden, auf die man zweckmäßig das Versagen des Werkstoffes, sei es an der Fließ- oder der Bruchgrenze zurückführt. Diese Übereinstimmung theoretischer Gepflogenheit der Elastizitätslehre mit der Wirklichkeit bei den plastischen Vorgängen berechtigt, für den plastischen Bereich die wirksamen Kräfte auf elastizitätstheoretischer Basis zu ermitteln. Welchen plastischen Formänderungswiderstand der Werkstoff den so errechenbaren Spannungen entgegenzustellen vermag, ist eine spezifisch stoffliche Angelegenheit, deren Gesetzmäßigkeit zu ergründen Aufgabe des folgenden Abschnitts ist.

a) Räumliche Hauptspannungen.

Die Beziehungen der beiden Spannungsanteile Schubspannung τ und Normalspannung σ_N zu den äußersten Hauptspannungen s_1 und s_3 sind im allgemeinen durch die nachstehende Gleichung (11) festgelegt[28], in welcher nach der Elastizitätstheorie die mittlere Hauptspannung unberücksichtigt bleibt. Erzeugt man nun den räumlichen Spannungszustand an einem zylindrischen Zug-

Digitized by Google

stabe durch eine ringsherum eingedrehte Spitzkerbe, so sind größte Hauptspannung und experimentell gefundene effektive Zugspannung identisch, während die zweite und dritte Hauptspannung einander gleich sind und an der vorliegenden Probenform nach Gleichung (2a) ermittelt werden (S. 9).

Mit der Kenntnis von s_3 läßt sich — da s_1 für eine angenommene relative Kernfläche experimentell bekannt ist — das Versagen des Werkstoffes auf die Schub- und Normalspannung zurückführen und wir wollen zunächst nicht die Fließgrenze, sondern das Lastenmaximum einer Untersuchung unterziehen, weil sich letzteres nach gesonderten Regeln von den zusätzlichen Einflüssen der ungleichmäßigen Spannungsverteilung befreien läßt (S. 18).

Die s_1-Werte für verschiedene Grade von k' oder s_3/s_1 brauchen nun nicht einzeln experimentell ermittelt zu werden, wenn man die früher entwickelten Gleichungen (6), (9) und (10) zu Hilfe nimmt, die mit den Werkstoffkonstanten Zugfestigkeit σ_B, Trennfestigkeit s_T und der $= 1$ gesetzten effektiven Zugfestigkeit s_{II} festliegen. In der folgenden Zusammenstellung der benötigten Gleichungen sind zweckentsprechend in der elastischen Gleichung (2a) k durch k' und in Gleichungen (6) und (9) $s_{II,k}$ durch s_1 ersetzt worden (S. 9 und 24). Gleichung (9) drückt die Verschiebung von k nach k' aus, welche eine Folge der plastischen Verformung bis zur Höchstlast ist, mit welcher die relative Kernfläche sich ändert. In Gleichung (6) ist dann k durch die bekannte Funktion von k' zu ersetzen. Gleichung (10) bringt die experimentell belegte geradlinige Beziehung der auf den ursprünglichen Kernquerschnitt bezogenen Festigkeit σ im k-System. Die Festigkeit σ benötigt man in der Gleichung (9).

b) Schub- und Normalspannungen.

Die vier genannten Gleichungen enthalten die experimentellen Ergebnisse in gesetzmäßiger Form, während Gleichung (11) die elastizitätstheoretische Beziehung zwischen Schub- und Normalspannung in der Gleitebene einerseits und den Hauptspannungen andererseits enthält und gleichzeitig die Mohrschen Spannungskreise darstellt. Die Hüllkurve an diese Spannungskreise ergibt dann nach Mohr[26] das reine Normalspannungs-Schubwiderstandsgesetz, welches mathematisch durch Gleichung (12) ausgedrückt wird. In dieser Gleichung ist k' eine aus den ersten fünf Gleichungen zu ermittelnde Funktion von der Normalspannung σ_N und dem Schubwiderstand τ.

$$s_3 = (1 - k')\,s_1, \tag{2a}$$

$$(s_T - 1)^2(s_T - \sigma_B)k^2 + (s_T + \sigma_B - 2s_T\sigma_B)s_1^2 + 2s_T(s_T\sigma_B - 1)s_1 - s_T^2(s_T + \sigma_B - 2) = 0. \tag{6}$$

$$k' = \frac{\frac{\sigma}{s_1}\cdot k}{\frac{\sigma}{s_1}\sqrt{k} - \sqrt{k} + 1}, \tag{9}$$

$$\sigma = s_T - k(s_T - \sigma_B), \tag{10}$$

$$\sigma_N^2 + \tau^2 - \sigma_N(s_1 + s_3) + s_1 s_3 = 0, \tag{11}$$

$$\frac{d\,\tilde{\tau}(\sigma_N, \tau, k')}{d\,k'} = 0. \tag{12}$$

c) Geometrische Darstellung des Hüllkurvengesetzes für das Lastenmaximum.

Die algebraische Auswertung der sechs Gleichungen ist indessen zu umständlich, wohingegen die geometrische Darstellung der Hüllkurve praktisch gut möglich ist. In der Abb. 33 sei ein Beispiel mit dem Stahl M von 0,2% C und 1% Mn durchgeführt. Bei $k = 1$ tragen wir die effektive Zugfestigkeit $s_{II} = AB = 1$ des ungekerbten Stabes auf und beziehen alle Größen auf diesen

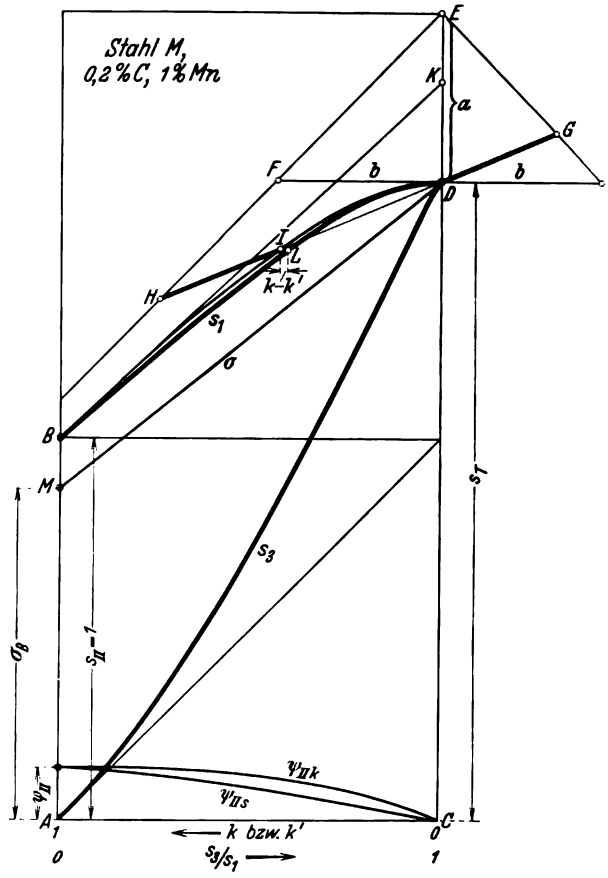


Abb. 33. Konstruktion der Kurven für die effektive Zugfestigkeit s_1 und die seitlichen Spannungen s_3 im Bereiche dreidimensionalen Zugs unter der Voraussetzung gleichmäßiger Spannungsverteilung. (Die korrigierte s_1-Kurve und die s_3-Kurve beziehen sich auf die Abszisse k', während die s_1-Hyperbel und alle übrigen Kurven sich auf k beziehen.
Werkstoff: Stahl M; $\sigma_B = 57$ kg/mm², $\psi_{II} = 13{,}8\%$, $s_{II} = 66{,}1$ kg mm², $s_T = 110{,}5$ kg/mm².

Wert. Bei $k = 0$ sei die Trennfestigkeit $s_T = CD$ aufgetragen. Mit den Achsenabschnitten der Hyperbel

$$DE = a = \frac{s_T(s_T - 1)(\sigma_B - 1)}{2s_T\sigma_B - s_T - \sigma_B}$$

und

$$DF = b = \frac{a}{\sqrt{(a + s_T - 1)^2 - a^2}}$$

lassen sich die Asymptoten einzeichnen und mit ihnen die Konstruktion der Hyperbel leicht durchführen, weil sie auf einem durch D gehenden zwischen FD und BD liegendem Strahlenbündel gleiche von der Asymptote aus gemessene Stücke, z. B. $DG = IH$ abschneidet. Außerdem sind FD und BK Hyperbeltangenten ($CK = \frac{s_T}{\sigma_B}$, vgl. S. 23). Die Korrektur $JL = k - k'$ ermittelt sich aus Gleichung (9), für welche s_1 aus der konstruierten Hyperbel BJD und σ aus der σ-Geraden MD für k abgegriffen werden kann. Die so korrigierte

Digitized by Google

s_1-Kurve bildet zusammen mit der eingezeichneten s_3-Kurve [Gleichung (2a)] die Grundlage für die Spannungskreise, die in Abb. 34 mit der Einhüllenden umgeben sind.

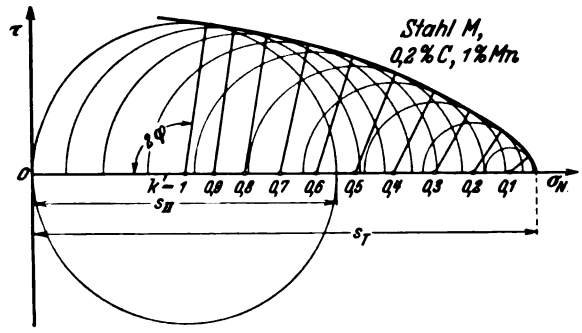


Abb. 34. Konstruktion der Hüllkurve aus den Mohrschen Spannungskreisen. Der Kreisdurchmesser ist für jeden Wert von k' gleich der Differenz $s_1 - s_3$; die Spannungen s_1 und s_3 sind aus Abb. 33 abzugreifen. Der Kreismittelpunkt hat die Abszisse $(s_1 + s_3)\,2$. Werkstoffkonstanten sind: Trennfestigkeit s_T, effektive Zugfestigkeit s_{II} und Zugfestigkeit σ_B (siehe Abb. 33).

Diese ergibt unmittelbar den Verlauf des Schubwiderstandes bei zunehmender Normalspannung. Wird diese gleich der Trennfestigkeit, so ist der Schubwiderstand gleich Null geworden. Aus der Hüllkurve ist nun auch der jeweilige doppelte Gleitwinkel 2φ bekannt. Es ist

$$\sin 2\varphi = \frac{2\tau}{s_1 - s_3}. \qquad (13)$$

d) Kritische Folgerungen für die Trennfestigkeit.

In Abb. 35 sind verschiedene Stoffe eingezeichnet. Es fällt hierbei auf, daß bei kaltgereckten Werkstoffen der Schubwiderstand bei Zunahme der Kerb- bzw. der räumlichen Wirkung zunächst zunimmt (die Kurve bildet ein Maximum). Dies dürfte auf eine Blockierungserscheinung zurückzuführen sein, indem mit zunehmender räumlicher Wirkung die sich bildenden Gleitebenen eine immer abweichendere Richtung von derjenigen der mit vorangehender Kaltverformung, also angenähert linearer Beanspruchung, schon ausgebildeten Gleitebenen einnehmen müssen. Auf Grund dieser Erscheinung wäre dann auch die Erhöhung der Trennfestigkeit bei kaltgereckten Stoffen zu erklären.

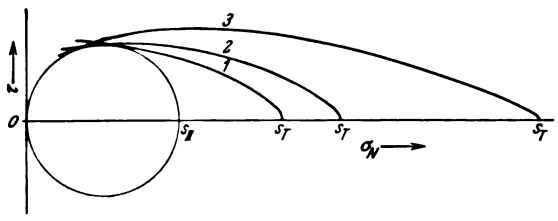


Abb. 35. Hüllkurven geglühter und kaltgereckter Werkstoffe. Nur bei ausgeglühten Werkstoffen (Kurve 1) ergibt die Umhüllende richtige Schubspannungen und Gleitwinkel.
1 = Stahl M geglüht, 2 = Aluminium *H. Al.* nicht hinreichend ausgeglüht, 3 = Aluminium *H. Al.* kalt gewalzt.

Aus dem gleichen Grunde ist aber die Hüllkurve nicht mehr gültig. Da bei Veränderung des Spannungszustands die sich neu bildenden Gleitebenen die schon von der Vorbehandlung her vorhandenen stets unter einem anderen Winkel kreuzen müssen, so findet gewissermaßen jeder durch die einzelnen Spannungskreise gekennzeichnete Spannungszustand einen anderen Materialzustand vor. Damit ist aber der Gedanke der gemeinsamen Umhüllung nicht mehr berechtigt. Es wäre nicht aussichtslos, Gleitwinkel und Schubspannungen auch für kaltgereckte Werkstoffe in gesetzmäßiger Form zu ermitteln. Da alsdann auch der Winkel zwischen der Richtung der ersten Hauptspannung und der Wirkungsrichtung der plastischen Vorbeanspruchung berücksichtigt werden muß, so würde die Untersuchung sehr ausgedehntes Versuchsmaterial erfordern, was den Rahmen der vorliegenden Aufgabe zu weit überschritten hätte.

Trotz dieser Einschränkung des Gültigkeitsbereichs führt diese Erscheinung zu einer interessanten Kritik. Untersuchen wir den Grenzfall, bei welchem die Hüllkurve gerade kein Maximum mehr bildet, so finden wir als angenäherte Bedingung hierfür, daß bei $k = 1$ die Tangente an die s_1-Hyperbel parallel der Tangente an die s_3-Kurve verlaufen muß, weil alsdann der Durchmesser der Spannungskreise s_1—s_3 sich zuerst kaum ändert (Abb. 33). Die Richtung der ersteren Tangente ist nach früherem (S. 26) $= \frac{s_T}{\sigma_B} - 1$. Der Differentialquotient für $k' = 1$ in Gleichung (2a) ist $= 1$. Also folgt für die, den Grenzfall bedingende Parallelität beider Tangenten: $\frac{s_T}{\sigma_B} - 1 = 1$ oder der Grenzfall tritt ein, wenn $s_T = 2\sigma_B$ wird. Für einen geglühten Werkstoff ist mithin die Bedingung

$$s_T \geqq 2\sigma_B. \qquad (14)$$

Dies Gesetz wurde schon früher experimentell bestätigt gefunden. Es ergab sich, daß bei geglühten Werkstoffen mit genügendem Dehnungsvermögen stets $s_T = 2\sigma_B$ war[8].

Nun wollen wir unter dem gleichen Gesichtswinkel die Bedingung dafür suchen, daß bei gleichbleibendem Stabdurchmesser D und zunehmender Kerbtiefe die Last zur Überwindung der Festigkeit nicht ansteigen darf. Das ist solange selbstverständlich, als nicht etwa ein festigkeitsmehrender Einfluß wie die soeben beschriebene Blockierungserscheinung hinzutritt. Wenn also die bei $k = 0$ auf null zustrebende Lastkurve für $k < 1$ nicht vorübergehend anwachsen, also kein Maximum durchschreiten darf, so darf in der Beziehung $P = \sigma \cdot k$ nur für den Fall, daß $k \geqq 1$ ist, die Ableitung $-\frac{dP}{dk} = 0$ werden. Nun ist als Folge der geradlinigen Abhängigkeit vom Kerbwinkel ω und von der relativen Kernfläche k

$$\sigma_{\omega,k} = \left[s_T - k(s_T - \sigma_B) + \frac{\sigma_B \omega}{180 - \omega}\right]\frac{180 - \omega}{180}. \qquad (15)$$

Damit ergibt sich

$$-\frac{dP}{dk} = -\left[s_T - 2(s_T - \sigma_B)\,k + \frac{\sigma_B \omega}{180 - \omega}\right] = 0.$$

Und

$$s_T = \sigma_B\left[1 + \frac{180}{180 - \omega}\right].$$

Da in unserem System der Kerbwinkel $\omega = 0$ ist, so folgt als Bedingung dafür, daß die Traglast des Kernquerschnittes nicht größer ist als diejenige des ungekerbten Stabes, wiederum die Gleichung (14).

Ist aber bei kaltverformten Werkstoffen $s_T > 2\sigma_B$, so folgt für die relative Kernfläche k, bei der das Maximum der Last auftritt:

$$k = \frac{s_T + \frac{\sigma_B \omega}{180 - \omega}}{2(s_T - \sigma_B)}. \qquad (16)$$

Digitized by Google

Als praktisches Beispiel wurde einem kaltgezogenen Aluminiumstab von $s_T = 2{,}84\,\sigma_B$ eine Kerbzugprobe entnommen und so tief eingekerbt, daß die relative Kernfläche den Wert nach Formel (16) erhielt. Der Stab riß tatsächlich neben der Kerbe (Abb. 36). In diesem Zusammenhang ist es interessant zu erfahren, daß bei kaltgewalztem Kupfer auch der Schwingungsbruch außerhalb zweier Kerben geringer Tiefe erfolgte (Abb. 37)[29].

Zusammenfassend ergibt sich hinsichtlich der Trennfestigkeit: Das entwickelte Schub-Trennwiderstandsgesetz (Hüllkurve) für den räumlichen Spannungszustand gilt nur für ausgeglühte Metalle. Für einen ausgeglühten dehnbaren Werkstoff gilt die Bedingung, daß seine Trennfestigkeit s_T nicht größer als die doppelte Zugfestigkeit σ_B ist.

Abb. 36. Einschnürung eines Zugstabes aus kaltgezogenem Aluminium *H. Al.* außerhalb der Einkerbung. Trennfestigkeit $s_T = 2{,}84\,\sigma_B$. Relative Kernfläche $k = 0{,}87$.

Abb. 37. Schwingungsbruch bei kaltgewalztem Kupfer außerhalb zweier Einkerbungen. (Nach K. Memmler und K. Lautc.)

Durch Kaltrecken wird die relative Trennfestigkeit zusätzlich erhöht. Als Ursache für die Erhöhung wird eine Blockierung in den banalen Gleitflächen erkannt. Die Kohäsionsverfestigung durch Kaltrecken läßt sich soweit steigern, daß ein vorgereckter Stab außerhalb der Kerbe reißen kann. Kerbtiefe und Kerbwinkel sind für diesen Fall errechenbar.

e) Gleitflächenmechanismus und Schubwiderstandsgesetz.

Um aber darzulegen, daß der Gleitmechanismus in der gekerbten Probe mit der Gültigkeit des Hüllkurvengesetzes nicht in Widerspruch steht, wollen wir ihn einer weiteren Betrachtung unterziehen.

Legen wir unter verschiedenen gedachten Gleitwinkeln φ_1 (Winkel zwischen Zugachse und Gleitfläche) Ebenen durch den Systemmittelpunkt der Kerbzugprobe (Mittelpunkt des Kernquerschnitts) und errechnen den Flächeninhalt, so läßt sich die von der effektiven Zugspannung $s_1 = 1$ erzeugte Schubspannung in allen diesen Ebenen

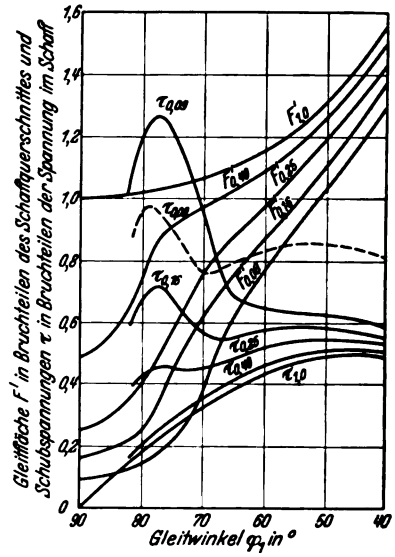


Abb. 38. Kerbwinkel 60°.

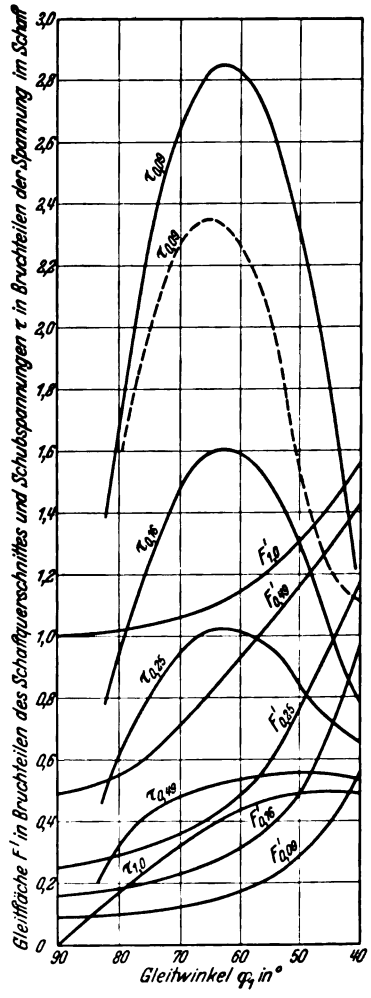


Abb. 39. Kerbwinkel 120°.

Abb. 38 und 39. Gleitflächengröße und Schubspannungen in Kerbzugproben mit Kerbwinkeln von 60° bzw. 120° bei Annahme ebener Gleitflächen und verschiedener Gleitwinkel. Die Gleitflächen gehen durch den Mittelpunkt des Kernquerschnitts. – – – – = Schubspannungsverlauf für eine Gleitfläche, die durch einen Peripheriepunkt des Kernquerschnitts geht. Die Zahlenindizes geben die relative Kernfläche k an.

ermitteln. Es ergibt sich dann für die beiden als Beispiel gewählten Kerbwinkel von 60 und 120° das in Abb. 38 und 39 dargestellte Bild des Verlaufs der Flächengröße

Digitized by Google

F′ und der Schubspannungen τ. Vorausgesetzt, daß das Abschieben auch wirklich in Ebenen und nicht in gekrümmten Flächen verläuft, ist für den wirksamen Gleitwinkel das Maximum von τ maßgebend. Nun sehen wir in Abb. 38, daß bei geringer Kerbtiefe, also großer relativer Kernfläche das Maximum bei etwas mehr als 45° liegt, während bei einem Gleitwinkel $\varphi_1 = 77{,}5°$ sich ein zweites Maximum herausbildet, welches mit zunehmender Kerbtiefe immer größer wird und schließlich das erstere an Größe überholt. Das linke Maximum betrifft Schnittebenen, die nur die Kerbflanke schneiden, während beim rechten Maximum die Schnittebenen auch durch den zylindrischen Stabschaft gehen. Die Gleichheit beider Maxima läßt für die entsprechende Kerbtiefe zwei mögliche Gleitwinkel zu. Daß diese Möglichkeit auch Wirklichkeit werden kann, zeigt die Abb. 40, nach welcher die obere Probenhälfte nach dem großen Gleitwinkel, die untere nach dem kleineren Gleitwinkel geflossen ist, so daß sich unten der Schaft stark mitverformt hat. Beim linken Maximum in Abb. 38 und 39 bleibt der Gleitwinkel bei veränderlicher Kerbtiefe konstant und ist demnach nur vom Kerbwinkel ω abhängig. Diesen Fall, welcher der weniger komplizierte und der häufigere ist, wollen wir weiter verfolgen.

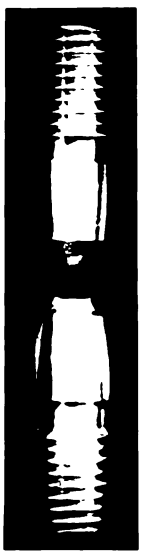


Abb. 40. Unsymmetrische Einschnürungen bei Kerbzugproben aus Aluminium. Die stärker verformte untere Hälfte wird durch einen kleineren Winkel φ_1 zwischen Gleitfläche und Stabachse hervorgerufen.

Wir sind damit in der Lage, ohne Rücksicht auf die Kerbtiefe den Gleitwinkel in Abhängigkeit vom Kerbwinkel einzuzeichnen (Abb. 41). Und nehmen wir an,

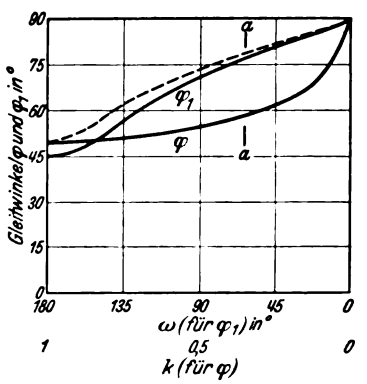


Abb. 41. Abhängigkeit des Gleitwinkels φ bzw. φ_1 vom Kerbwinkel ω bzw. von der relativen Kernfläche k.
φ = Gleitwinkel nach dem Hüllkurvengesetz, φ_1 = nach dem Gesetz der günstigsten ebenen Gleitfläche, – – – – = φ_1 unter gleichzeitigem Einfluß des Hüllkurvengesetzes.

daß die relative Kernfläche $k = 0$ sei, so ist das System hinsichtlich der Festigkeitswirkung im Kern gleichbedeutend mit dem System: Kerbwinkel $\omega = 0°$, k veränderlich. Für dieses letztere System kennen wir nun die aus der Hüllkurve (Abb. 34) entnommenen Gleitwinkel im Kern und zeichnen ihre Größe ebenfalls in Abb. 41 ein. Jetzt können wir nachprüfen, ob beide Ergebnisse sich vertragen. Für einen beliebig gewählten Zustand a—a in Abb. 41 hätten wir demnach nach dem Hüllkurvengesetz einen kleineren Gleitwinkel φ als nach dem Gesetz der meistbegünstigten Gleitfläche (φ_1). Da das Hüllkurvengesetz nur für den Kernquerschnitt gilt, während die meistbegünstigte Gleitfläche bis in die Flanken reicht, so kommt man zu der in Abb. 42 gegebenen Darstellung einer gekrümmten Gleitfläche. Dabei ist zu berücksichtigen, daß der Gleitwinkel φ_1 sich nicht wesentlich ändert, wenn die Gleitebene wie in der Abbildung, nicht mehr durch den Systemmittelpunkt der Probe geht, sondern in axialer Richtung etwas verschoben wird. Aus den Abb. 38 und 39 geht nämlich hervor, daß eine Gleitebene, die durch die Peripherie des Kernquerschnitts geht, das Maximum bei fast genau dem gleichen Gleitwinkel bildet (gestrichelte Kurve).

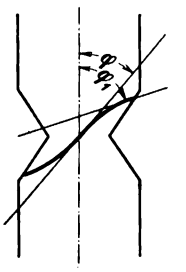


Abb. 42. Schematisches Entstehungsbild einer gekrümmten Gleitfläche unter Einwirkung der Gleitwinkel φ (Hüllkurvengesetz) und φ_1 (Gesetz der günstigsten Gleitfläche).

Diese gekrümmte Gestalt der Gleitfläche versuchsmäßig nachzuprüfen, gibt es eine Möglichkeit: In den Gleitflächen tritt bei starker Verformung eine Zerrüttung ein, mit welcher der Zusammenhang der Stoffteilchen zerstört wird. Die Bruchfläche fällt daher häufig mit der Gleitfläche zusammen (vgl. S. 42). Am deutlichsten läßt sich diese Erscheinung am Fließkegel eines gewöhnlichen Zugstabes verwirklichen, weil hier die Kerbung (Einschnürung) erst im Verlauf der starken Verformung hervorgerufen wird und daher der Verformungsbereich groß ist, und weil der Anriß hier von der Stabachse ausgeht (Abb. 43).

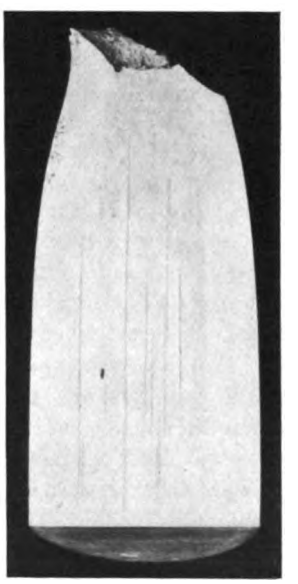


Abb. 43. Gekrümmte Gleitfläche im Fließkegel einer Zugprobe aus Stahl. Entstehung nach Abb. 42.

Da die Gleitfläche nun grundsätzlich gekrümmt ist, so kann der genaue Gleitwinkel φ_1 nicht mehr aus dem entwickelten ebenen Gleitmechanismus entnommen werden. Die Neigung der Gleitfläche zur Stabachse richtet sich außer nach der resultierenden Schubspannung nach dem Inhalt einer möglichst kleinen Durchdringungsfläche, daher wird sie ganz von der zufälligen Gestalt des beanspruchten Körpers abhängen und kann in Sonderfällen sehr stark von der entwickelten ebenen Gesetzmäßigkeit abweichen. Außerdem wird sie stets auch noch der Einwirkung einer Überlagerung des Schubwiderstandsgesetzes unterliegen. Wir wissen ja schon aus der Erfahrung, daß am ungekerbten Zugstab das Gleiten nicht unter dem theoretischen Gleitwinkel von 45° auftritt, sondern unter der Einwirkung größerer Normal-

Digitized by Google

spannung und geringerer Schubspannung bei einem größeren Winkel, welcher beispielsweise aus Abb. 34 oder Gleichung (13) entnommen werden kann. In Abb. 41 würde hiernach die φ_1-Linie links in den Anfangswert der φ-Linie einmünden müssen (gestrichelt gezeichnet).

Den Gleitwinkel φ_1 der günstigsten Gleitfläche benötigen wir indessen nicht weiter, uns interessiert nur die Tatsache, daß die auf besonderen Gesetzen beruhende Gleitflächenbildung die Gültigkeit des Schubwiderstandsgesetzes im Kernquerschnitt nicht beeinträchtigt; denn hier liegen ja die Bedingungen eindeutig fest. Wir wissen sogar aus der Geradlinigkeit der Festigkeit sowohl mit wechselndem Kerbwinkel als auch veränderlicher Kerbtiefe, daß für den Kernquerschnitt derselbe räumliche Spannungszustand und damit auch derselbe Gleitwinkel φ durch verschiedene nach Kerbwinkel und Kerbtiefe definierte Kerbformen erreicht werden kann. Diese Austauschbarkeit gilt aber nicht für den Gleitwinkel φ_1 der rechnerisch günstigsten Gleitfläche, der eine von Kerbwinkel und Kerbtiefe verschiedene Abhängigkeit besitzt.

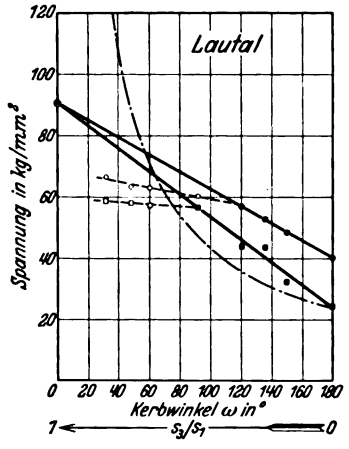


Abb. 44. Verlauf von Festigkeit und natürlicher Streckgrenze bei Kerbzugproben mit Abnahme des Kerbwinkels. Die bei der relativen Kernfläche $k = 0{,}09$ ermittelten Werte wurden auf $k = 0$ extrapoliert und eingezeichnet (aus Abb. 24).
● = Festigkeit, ■ = natürliche Streckgrenze, ○, □ = gestörte Werte, ⊙ = Trennfestigkeit, —·—·— = theoretischer Verlauf der Streckgrenze nach der Gestaltsänderungsenergiehypothese.

An der meistbeanspruchten Stelle des gefährlichen Querschnittes wird die Überwindung des Widerstands unter einem nach dem Hüllkurvengesetz bestimmbaren Gleitwinkel eingeleitet. In dem, dem gefährlichen Querschnitt benachbarten Volumen richtet sich der erst als Folgeerscheinung sich ausbildende Gleitwinkel nach dem Gesetz der günstigsten Gleitfläche, deren Bildung von der resultierenden Schubspannung und einer möglichst kleinen Durchdringungsfläche des Körpers abhängt. Daraus folgt eine gekrümmte Gleitfläche.

Vom Kernquerschnitt geht mithin das Versagen des Werkstoffes aus. Daher bilden hier die Vorgänge die Grundlage für eine versuchsmäßige und rechnungsmäßige Erfassung der Festigkeit. Der die übrigen Querschnitte durchdringende Gleitflächenmechanismus hat nunmehr eine sekundäre Bedeutung ohne wesentliche praktische Belange. Sind in der Praxis die Spannungen ungleichmäßig über dem gefährlichen Querschnitt (Kernquerschnitt) verteilt, so gilt das entwickelte — von den Einflüssen der ungleichmäßigen Spannungsverteilung eliminierte — Schubspannungsgesetz unter der jeweiligen örtlichen Spannung, also auch unter der Spannungsspitze.

f) Fließbeginn.

Wir haben bisher nur die Festigkeit (Lastenmaximum), nicht aber die, für die Konstruktion so wichtige Streckgrenze untersucht. Betrachtet man den Verlauf der ausgeprägten (natürlichen) Streckgrenze im Vergleich zu demjenigen der Festigkeit in Abb. 44, so findet man ein ganz analoges Verhalten beider Kennziffern im Bereich zwischen linearer und allseitig gleicher Zugbeanspruchung. Und zwar sowohl hinsichtlich der gestörten als auch der ungestörten, nach der Trennfestigkeit hin geradlinig verlaufenden Werte. Diese Übereinstimmung der Vorgänge bedeutet eine Bekräftigung der Anschauung, daß wir es an der natürlichen Streckgrenze mit einer Festigkeitsüberwindung eines spröden Bestandteiles zu tun haben[30], welcher infolge der Nachgiebigkeit des ihn umgebenden plastischeren Materials überlastet ist. Mit zunehmender räumlicher Wirkung wird aber auch die Verformung des plastischen Bestandteiles mehr und mehr unterbunden und das Verhalten beider Bestandteile wird damit ein ausgeglicheneres. Infolgedessen nähert sich in Abb. 44 die Streckgrenzengerade immer mehr der Festigkeitsgeraden, bis sie sich schließlich im Trennfestigkeitspunkt schneiden.

Mit Rücksicht auf den Festigkeitscharakter müßte sonach im räumlichen Spannungszustand die natürliche Streckgrenze nach der Festigkeits-Hüllkurve verlaufen; man kann sie nur deshalb nicht erfassen, weil man den wahren Querschnitt des spröden Bestandteiles im Gesamtquerschnitt nicht kennt. Zwar hat v. Karman für allseitigen Druck bei Marmor die verschiedenen Dehngrenzen zugehörigen Hüllkurven ermittelt[31], jedoch könnte man mit Rücksicht auf die stark heterogene Zusammensetzung des Marmors im Zweifel sein, ob die daraus zu entnehmenden Schubspannungen dem Konglomerat wirklich entsprechen.

Haben wir es aber mit einem ausgeglühten reinen Metall zu tun, so liegt der Fließbeginn so tief, daß die Entwicklung einer Gesetzmäßigkeit sich praktisch wie theoretisch nicht verlohnt. Und ist die Streckgrenze eines reinen Metalls durch Vorrecken gehoben, so ist, wie wir früher sahen, das Hüllkurvengesetz nicht gültig.

Ein Schubspannungsgesetz für den Fließbeginn ist aus genannten Gründen also praktisch nicht möglich. Es läßt sich aber für Zugbeanspruchungen die Streckgrenze als größte Hauptspannung in Abhängigkeit vom räumlichen Spannungszustand ermitteln: Aus der geradlinigen Beziehung in Abb. 44, aus der Austauschbarkeit von relativer Kernfläche k und Kerbwinkel ω hinsichtlich der Festigkeitswirkung und unter Zuhilfenahme von Gleichung (2a) und (2b) folgt für die Streckgrenze im räumlichen Spannungszustand

$$\sigma_{Ik} = \sigma_I + \frac{s_3}{s_1}(s_T - \sigma_I). \qquad (17)$$

Hierin bedeutet σ_I die natürliche Streckgrenze des ungekerbten Zugstabes. Die Formel läßt sich nach bisherigen Versuchsergebnissen mit genügender Genauigkeit auch für jede konventionelle Streckgrenze von gereckter reiner Metalle anwenden.

Digitized by Google

II. Teil.

Anwendung.

6. Praxis des Kerbzugversuchs*.

Die Notwendigkeit, die gekerbte Zugprobe für das Prüfwesen heranzuziehen, wurde schon zeitig empfunden (Barba 1894, Retjö 1899, Gallik 1900, Martens 1901, Rudeloff 1902, Heyn 1906), aber immer wieder ist diese Probe als „unverläßlich, empfindsam, mühsam und kostspielig" verworfen worden; bis Ludwik der Kerbzugprobe wieder eine neue Bedeutung beigemessen hat[32].

Zu den vielen Einflüssen, welche das klare Bild der Festigkeitserscheinungen an dieser Probe verschleiern, gehören nicht nur die Einwirkungen des räumlichen und inhomogenen Spannungszustandes auf die Festigkeit, sondern besonders auch die aus einer unzweckmäßigen Probenfertigung sich ergebenden erheblichen Störungen der wahren Festigkeit. Diese letztgenannten Einflüsse dürften in ihrer weittragenden Bedeutung für alle Versuchsgebiete, die sich mit der Prüfung gekerbter Proben befassen, nicht bekannt sein. Auf sie soll hier vornehmlich eingegangen werden, während die methodische Anwendung des Kerbzugversuchs für das Prüfwesen insbesondere für die Trennfestigkeitsbestimmung in den nachfolgenden Abschnitten behandelt werden soll.

a) Probenform.

Aus Gründen des Systems in wissenschaftlichen Untersuchungsreihen, des notwendigen Geltungsbereichs im gesamten Gebiet zwischen einachsigem und polarsymmetrischem Spannungszustand, des Grundsätzlichen in der Kerbforschung und endlich einer eindeutigen Probenfertigung wird als Probenform der Zylinderstab mit umlaufender Dreieckskerbe gewählt, bei welcher sowohl der Kerbwinkel als auch die Kerbtiefe veränderlich gestaltet wird (Abb. 45). Daher können hier nicht spezielle im Maschinenbau übliche Kerbformen (z. B. Kreis, Viereck) besondere Beachtung erfahren. Um aber für allgemein wissenschaftliche Ziele als auch für die methodische Kohäsionsprüfung eine weite Auswahl von Proben zu ermöglichen, wird bei den Anfertigungsregeln auf einen großen Bereich der Kerbtiefen- und Kerbwinkelveränderung Rücksicht genommen.

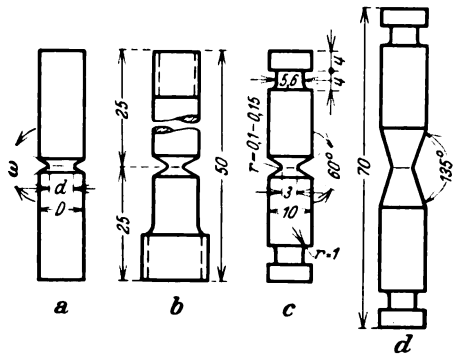


Abb. 45a bis d. Kerbzugproben mit verschiedenen Einspannköpfen. *a* Glatte Probe; *b* Gewindeprobe mit kleinerem und größerem Gewindekern als der Schaftdurchmesser; *c* und *d* Nutenproben. Die eingeschriebenen Maße entsprechen der Normalprobenform für die technische Kohäsionsermittlung.

Für die Einspannung der Proben in die Prüfmaschine sind die Probenköpfe entweder glatt ausgebildet oder mit Gewinde oder Ringnute versehen (Abb. 56). Wegen der ungünstigen Einwirkung großer Proben auf die Festigkeitsverhältnisse bei kerbempfindlichen Werkstoffen (S. 12) soll im Einklang mit der Kohäsionsprüfmethode der Stabdurchmesser D nicht mehr als 10 mm betragen. Für kleine Kerbwinkel genügt dann eine Probenlänge von 50 mm; ein Einfluß auf die Festigkeit ist bei dieser sparsamen Länge nicht zu befürchten (Tafel I). Bei Kerbwinkeln über 100° beträgt die Probenlänge (aus Fertigungsrücksichten) 70 mm. Der Abrundungs-

* Original: Metallwirtsch. Bd. 11 (1932) S. 179—184.

Tafel I. Festigkeit von Kerbzugproben bei verschiedener Probenlänge. Kerbwinkel = 60°, Stabdurchmesser D = 10 mm.

Werkstoff	Festigkeit in kg/mm² bei den übergeschriebenen Probelängen in mm					Kerndurchmesser d	Relative Kernfläche $k = \frac{d^2 \pi / 4}{D^2 \pi / 4}$	Art der Einspannung
	38	40	50	70	100	mm		
Stahl, 0,7% C, 900° C geglüht, Luft gekühlt	—	—	111,3	110,7	111,9	5	0,50	glatte Probe
Stahl, 0,2% C, 1% Mn, Anlieferung	90,0	—	89,7	—	90,5	3	0,09	Nutenprobe
Duralumin, 681 B, veredelt	—	54,3	—	57,4	57,4	7	0,55	Gewindeprobe
Elektron	—	37,1	—	38,2	37,0	7	0,55	Gewindeprobe

Digitized by Google

radius für die Kerbspitze soll 0,1 bis 0,15 mm am Drehstahl betragen. Ist er geringer (z. B. 0,025 bis 0,05), so bewirken die Spannungsspitzen insbesondere in Verbindung mit kleinen Kerbwinkeln einen vorzeitigen Anriß in der Kerbe und damit eine zu geringe Festigkeit (Abb. 51). Eine zu große Abrundung würde die festigkeitsmehrende Einwirkung des räumlichen Spannungszustandes mildern und dadurch ebenfalls die Zugfestigkeit verringern. Das angegebene erprobte Maß der Spitzenabrundung ist auch für das Eindrehen der Kerbe am zweckmäßigsten, da es zur Gepflogenheit des Drehers gehört, eine zu scharfe Rückenkante am Drehstahl etwas abzuziehen, um ein übermäßig spitzes Drehstahlprofil zu mildern.

b) Probenfertigung*.

Besondere Sorgfalt ist dem Einstechen der Kerbe zuzuwenden. Dies geschieht zuletzt, nachdem die Probe einschließlich des Gewinde-, Nuten- oder glatten Kopfes fertiggestellt ist. Es ist nicht notwendig, die zylindrische Mantelfläche des Stabes zu polieren; es genügt, sie zu schlichten. Nur bei der Nutenprobe muß der Durchmesser D des Stabes auf $\pm$ 0,05 mm genau eingehalten werden, weil der Schaft die Zentrierung der Probe in der Einspannung zu übernehmen hat (Abb. 56). Da der Stabquerschnitt nicht tragender Querschnitt ist, so ist bei den übrigen Einspannformen eine übergroße Genauigkeit in der Einhaltung eines genauen Stabdurchmessers nicht erforderlich.

Von bedeutendem Einfluß für die Wahl der Einspannköpfe sind die Herstellungskosten. Eine Probe mit Gewindekopf erforderte eine Arbeitszeit von etwa $2^1/_2$ Stunden, eine glatte Probe nur $1^1/_4$ Stunden, eine Probe mit Nutenkopf $1^1/_2$ Stunden. Nicht eingerechnet ist hierbei der Zeitaufwand, um das angelieferte Material bis auf einen Zylinder von etwa 1 mm größerem Durchmesser, als ihn die endgültige Probe besitzt, vorzuarbeiten. Vergleichenderweise benötigt ein gewöhnlicher, aber kleiner Zugstab mit hohlkehlförmigem Übergang vom Stabkopf zum zylindrischen Teil etwa $3^1/_2$ Stunden Fertigungszeit. Bei glattem oder Nutenkopf ist ohne Anrechnung der Vorarbeit die Arbeitszeit für die Kerbzugprobe also nur auf etwa ein Drittel derjenigen des Zugstabes zu veranschlagen.

Von den gewählten Einspannköpfen sind der glatte Kopf für die Einspannung im Zangenfutter (Keileinspannung) und der Gewindekopf (Abb. 45 und 56) so geläufige Formen, daß es sich erübrigt, über ihre Anfertigung etwas zu sagen. Beim Nutenkopf ist die Nute mit einem fertigen Profilstahl von der Form der Nute schnell eingestochen.

Abb. 46a. Richtiges Einstechen der Kerbe auf der Drehbank: Einseitige Einspannung der Probe im Zangenfutter, Spanzustellung parallel der dem Zangenfutter abgewandten Flanke. Abheben des Spans nur an der dem Zangenfutter zugewandten Flanke.

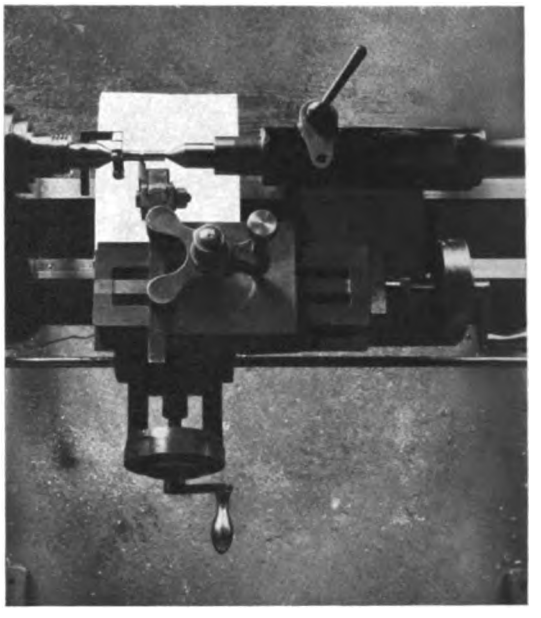


Abb. 46b. Falsches Einstechen der Kerbe auf der Drehbank: Lagerung der Probe zwischen Spitzen, Spanzustellung senkrecht zur Probenachse und gleichzeitiges Abheben des Spans an beiden Flanken.

Für das Einstechen der Kerbe ist grundsätzlich zu beachten, daß die Probe wegen der Durchbiegungsmöglichkeit nicht zwischen Spitzen gedreht werden darf. Sie muß stets mit nur einer Hälfte und bis möglichst weit an die Kerbe heran von einem gutzentrierten Zangenfutter gefaßt werden (Abb. 46a und b). Eine weitere Grundbedingung ist, daß das nunmehr freistehende Ende beim Drehen nicht beansprucht werden darf und der Span nur von der Kerbenflanke der eingespannten Probenhälfte abgehoben wird (Abb. 46a).

Dies geschieht nach Abb. 47 in der Weise, daß bei einem Kerbwinkel von beispielsweise 60° der Drehstahl nicht senkrecht zur Probenachse, sondern unter einem Winkel von 30° zur Senkrechten, also parallel einer Flanke an die feststehende Probenhälfte herangeführt wird. Damit hierbei auf diese Flanke keine Kräfte übertragen werden, empfiehlt es sich, einen Drehstahl mit einem Profilwinkel von nur 45° zu nehmen und folgendermaßen zu verfahren: Der Obersupport der Drehbank

* Bei der Durcharbeitung der Anfertigungsregeln und der Einspannteile für die Proben wurde ich in dankenswerter Weise vom Werkstattsleiter Herrn A. Barghoorn und dem Mechaniker Herrn F. Lange unterstützt.

Digitized by Google

wird bis auf 30° zur Achsenquerrichtung der Probe herumgewendet und nötigenfalls mit einem Winkelmesser ausgerichtet. Nachdem der Obersupport in dieser Lage festgehalten ist, wird mittels seiner Klaue der Drehstahl so festgespannt, daß er um $\frac{60° - 45°}{2} = 7{,}5°$ von der Senkrechten zur Probenachse abweicht. Dies geschieht mit Hilfe des auf 82,5° eingestellten Winkelmessers, indem man den einen Schenkel an die Pinole des Reitstockes

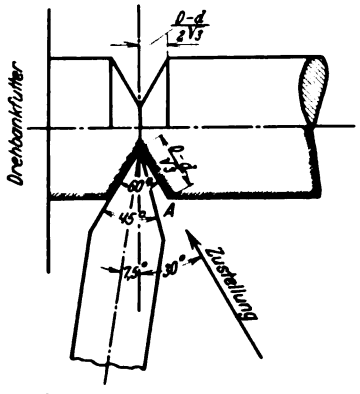


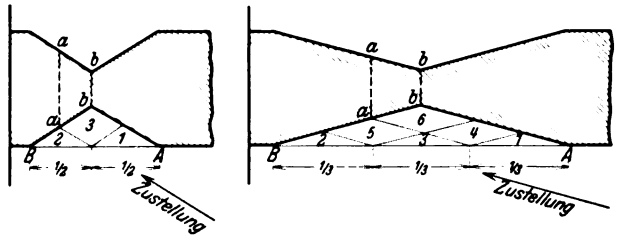
Abb. 47. Stellung des Schneidzahns bei Spanzustellung parallel einer Flanke, bei einem Kerbwinkel von 60° und einem Profilwinkel des Schneidzahns von 45°.

(Probenachse) anlegt und die Achse des Drehstahls parallel zum anderen Schenkel einstellt*. Jetzt wird der Support auf dem Drehbankbett so weit verschoben, daß die Spitze des Drehstahles dem Punkt A gegenübersteht, welcher auf der Mantelfläche in einem Punkte von $(D-d)/2 \mid 3$ mm** von der Mitte der Probenlänge entfernt liegt. Hat man dann die Drehstahlspitze mit Hilfe beider Supportspindeln so weit herangeführt, daß sie am Punkt A den Mantel berührt — was man daraus sieht, daß sie einen zarten Riß beim Drehen erzeugt —, wird die Ablesetrommel am Obersupport auf 0 eingestellt. Nun beginnt vom Punkt A aus lediglich mit dem Obersupport (der Untersupport bleibt stehen) das Einstechen, wobei nur die dem Zangenfutter zugewandte Schneidenflanke den Span abhebt, während die andere Schneidenflanke immer um einen Winkel von 7,5° von der Kerbenflanke der freistehenden Probenhälfte absteht.

Der Weg, den der Drehstahl zurückzulegen hat, um die Probe bis auf den vorgeschriebenen Durchmesser d einzustechen, ist dann $(D-d)/2 \mid 3$ mm***. Im allgemeinen dürften die an den Drehbänken vorhandenen Teilungstrommeln genügen; denn es kommt auf eine genaue Einhaltung der vorgeschriebenen Kerbtiefe nicht so sehr an, da sie ja nachträglich gemessen wird. Bei kleinen Proben arbeitet aber der Dreher lieber mit einer größeren Teilungstrommel, die leicht an jeder Drehbank anzubringen ist (Abb. 46).

Nach den Erfahrungen empfiehlt es sich, wegen des ungünstigen Spanabflusses, keinen breiteren Span als 4—5 mm abzunehmen. Bei kleinen Stabdurchmessern bis zu $D = 10$ mm und kleinen Kerbwinkeln bis zu 90° ist das ohne Schwierigkeiten möglich. Will man ausnahmsweise größere Proben anfertigen, so ist eine Spanzerteilung vorzunehmen, indem man das größere Kerbprofil felderweise ausdreht, aber stets so, daß nur die der Einspannung zugewandte Flanke schneidet.

Ebenso ist bei großen Kerbwinkeln aus genanntem Grunde eine Spanzerteilung anzuwenden, wie sie



a) Für Kerbwinkel von 100 bis 135°. b) Für Kerbwinkel von 135 bis 150°.

Abb. 48a und b. Felderweises Einkerben bei großen Kerbwinkeln.

in Abb. 48 schematisch dargestellt ist. Die Anzahl der Felder folgt aus der Begrenzung der Spanbreite auf höchstens 5 mm. Die vorgeschriebene Reihenfolge der einzelnen Felder bezweckt, daß der während des Drehens entstehende gefährlichste Querschnitt a—a unter einem möglichst kleinen Hebelarm beansprucht wird. Das letztzudrehende Feld (3 in Abb. 48a und 6 in Abb. 48b) darf keine kleinere Spanbreite a—b als 3 mm aufweisen, damit der beim Drehen meistbeanspruchte Querschnitt a—a in möglichst weitem Abstand vom Kernquerschnitt b—b zu liegen kommt. Der Kernquerschnitt b—b wird auf diese Weise nicht beansprucht. Errechnet man sich vor dem Eindrehen der Kerbe das Maß $AB = (D-d) \cdot \mathrm{tg}(\omega/2)$ und markiert den Abstand AB auf der Mantelfläche, dann wird bei richtiger Einstellung des Zustellwinkels und der Drehstahlrichtung das Ablesen der Einkerbtiefe an der Teilungstrommel überflüssig. Den Profilwinkel des Schneidzahnes nimmt man bei großen Kerbwinkeln zweckmäßig 10 bis 15° geringer als den Kerbwinkel der Probe*.

Ein Mindestmaß der Beanspruchung des Probenmaterials beim Drehen hängt vom ungehinderten Spanabfluß ab. Diesen erreicht man mit einem verkleinerten

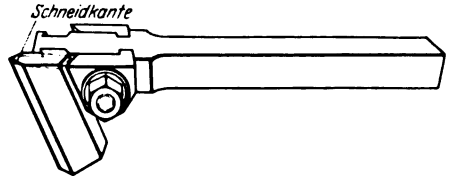


Abb. 49. Schneidzahn im Zahnhalter zum Einkerben der Proben. Die Schleifebene (Brustfläche) ist nicht, wie beim Gewindeschneiden der oberen Seite des Stahlhalters parallel, sondern windschief (gestrichelt angedeutet). Sie bezweckt einen kleinen Meißelwinkel und größeren Spanwinkel an der schneidenden Kante. Die dadurch hervorgerufene geringfügige Veränderung des Winkelprofils der Kerbe kann vernachlässigt werden.

Meißelwinkel und vergrößerten Spanwinkel an der schneidenden Kante nach Abb. 49. Geringe Spandicke (= geringer Vorschub) bei gleichzeitigem größeren Spanwinkel erzeugen einen Fließspan[33]. Das hemmungslose Abfließen des Spans wird außerdem dadurch gefördert, daß der

* Für die vorliegenden Versuche wurden Gewindeschneidzähne aus Rapidstahl von der Firma Reinecker in Chemnitz verwendet. Versuche über die Brauchbarkeit härterer Schneidewerkzeuge sind noch nicht abgeschlossen.

** $\dfrac{D-d}{2\,\mathrm{ctg}(\omega/2)}$.

*** $\dfrac{D-d}{2\cos(\omega/2)}$.

* Schneidzähne mit einem Profilwinkel von 90° und mehr sind bei der vorgenannten Firma erhältlich.

Digitized by Google

Profilwinkel des Drehstahles wesentlich kleiner als der Kerbwinkel gestaltet wird (z. B. bei Kerbwinkel = 60°, Profilwinkel = 45°). Jedoch richten sich diese Vorschläge nach dem Werkstoff: Sehr weiche Stoffe erfordern wegen ihrer leichten Verformbarkeit einen spitzeren Meißelwinkel, also größeren Spanwinkel, und kleineren Profilwinkel als harte, bei denen wiederum die Gefahr des Stumpfwerdens der Schnittkante größer ist und die daher etwas größeren Meißelwinkel benötigen.

Eine andere Erfahrung ist, daß bei spitzerem Kerbprofil als 60°, beispielsweise bei 30°, die entsprechend spitzere Drehstahlspitze bei der verlangten einseitigen Beanspruchung seitlich nachgibt, wodurch einmal die spanabgebende Flanke unsauber, anderseits die freistehende Probenhälfte mitbeansprucht wird. Die Festigkeitswerte solcher Proben werden dadurch beeinträchtigt. Kerben mit einem Winkel von 30° lassen sich daher schwer drehen, Kerben von 90° erfordern anderseits einen breiteren Span.

c) Fehler der Probenfertigung.

Zur Erläuterung der Frage, wie sehr es auf vorschriftsmäßige Spanzustellung ankommt, sollen einige Beispiele gebracht werden. Abb. 50 gibt die außerordentlich verstreut liegenden Festigkeitswerte wieder, nachdem Proben aus Silberstahl bei Spanzustellung senkrecht zur Achse — der Vorschub war hier bei den einzelnen Versuchen ungleichmäßig gewählt — gekerbt wurden. Diese Werte können zu groß ausfallen,

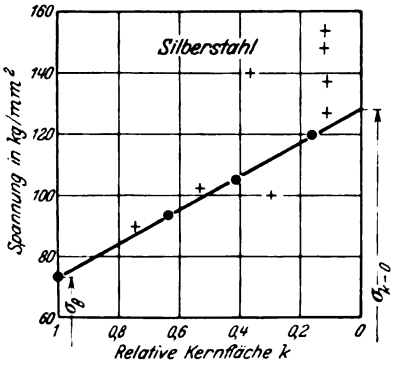


Abb. 50. Festigkeit, bezogen auf den ursprünglichen Kernquerschnitt von verschieden tief gekerbten Proben bei vorschriftsmäßiger Spanzustellung parallel einer Flanke (●) und falscher Spanzustellung senkrecht zur Probenachse (+). Einspannung aller Proben im Zangenfutter. Stabdurchmesser $D = 7$ mm, Kerndurchmesser $d = D\sqrt{k}$, Kerbwinkel $\omega = 60°$.

wenn die von beiden Flanken abfließenden Späne sich im Kerbgrund gegeneinanderstauchen und eine Verfestigung im Kernquerschnitt erzeugen. Die richtigen Werte, die man bei vorschriftsmäßiger Spanzustellung erhält, liegen auf der eingezeichneten geraden Linie. Besonders eindrucksvoll ist Abb. 51, welche zeigt, daß durch die bei falscher Drehweise — hier aber mit gleichmäßig geringem Vorschub — erzielten höheren Festigkeitswerte das Gesetz der Abhängigkeit der Festigkeit vom Kerbwinkel völlig verschleiert wurde (vgl. Versuchsergebnisse[8]).

Es kann aber ebensogut durch Wechselbeanspruchung beim Drehen eine Zerrüttung eintreten, dann wird die Festigkeit zu gering. Die Zerrüttung erfolgt nicht nur durch Hin- und Herbiegen beim Drehen zwischen Spitzen, sondern auch bei einseitiger Einspannung im Zangenfutter, wenn der Span auch von der freistehenden Kerbflanke abgenommen und dann im Kernquerschnitt vornehmlich bei tiefen Kerben ein Biegemoment wirksam wird (Abb. 52). Bei vielen früheren Prüfungen gelang es

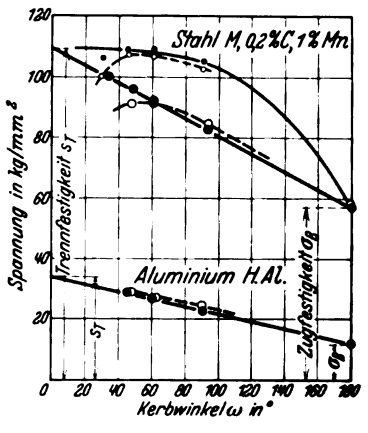


Abb. 51. Abhängigkeit der auf die relative Kernfläche $k = 0$ extrapolierten Kerbfestigkeit $\sigma_{k=0}$ vom Kerbwinkel bei Stahl *M* und Aluminium *H. Al.*

—●—●— Abrundungsradius an der Kerbspitze etwa 0,13 mm
--○--○-- Abrundungsradius an der Kerbspitze etwa 0,025 mm
—●—●— Abrundungsradius an der Kerbspitze etwa 0,13 mm
-○--○--○- Abrundungsradius an der Kerbspitze etwa 0,025 mm

} vorschriftsmäßige Spanzustellung parallel einer Flanke
} falsche Spanzustellung senkrecht zur Probenachse.

aus diesen Gründen nicht, den richtigen Festigkeitswert zu erreichen, wenn die relative Kernfläche weniger als 0,3 betrug. Auch die Ursache hierfür wurde damals nicht richtig erkannt[7, 8] (siehe auch Diskussion[34]).

Zum Nachweis, daß bei vorschriftsmäßiger Spanzustellung eine Verfestigung im Kernquerschnitt gänzlich fortfällt, wurden nun zwei Stahlproben vor, zwei weitere erst nach dem Einkerben bei 600° ausgeglüht. Wäre infolge des Eindrehens eine Verfestigung hinzugekommen, so hätten die vor dem Einkerben geglühten Proben eine größere Festigkeit ergeben müssen. Die Festigkeit blieb aber nach Tafel II bis auf eine sehr geringe Abweichung von etwa 1% im umgekehrten Sinne unverändert.

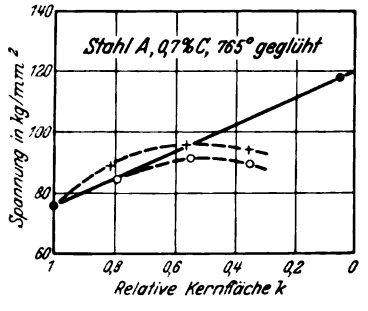


Abb. 52. Festigkeit, bezogen auf den ursprünglichen Kernquerschnitt von verschieden tief gekerbten Proben aus Stahl *A* bei vorschriftsmäßiger Spanzustellung und Einspannung im Zangenfutter (●) und bei falscher Spanzustellung senkrecht zur Probenachse (+ = Einspannung zwischen Spitzen, ○ = Einspannung im Zangenfutter). Kerndurchmesser $d = 3$ mm, Stabdurchmesser $D = d/\sqrt{k}$, Kerbwinkel $\omega = 60°$.

Eine weitere Versuchsreihe zeigt sehr treffend den Unterschied richtiger und falscher Drehweise (Abb. 53). Kerbt man vorschriftsmäßig ein, so kann man die Probe bis zur Achse einstechen, ohne daß durch etwaige Beanspruchung des Kernquerschnitts die freistehende Probenhälfte vorzeitig im Kern abbricht; sie fällt erst ab, wenn der Querschnitt gleich 0 geworden ist. Kerbt man aber mit senkrechter Spanzustellung zur Proben-

Digitized by Google

Tafel II. Probenausmessung und Festigkeitsermittlung von Kerbzugproben aus Kohlenstoffstahl, die vor und nach dem Einkerben geglüht wurden. Kerbwinkel = 60°.

Werkstoff	Stabdurchmesser D mm	Kerndurchmesser d mm	Stabquerschnitt F mm²	Kernquerschnitt f mm²	Relative Kernfläche $k = \frac{d^2\pi/4}{D^2\pi/4}$	Traglast P kg	Festigkeit $\sigma = \frac{P}{d^2\pi/4}$ kg/qmm
Stahl 0,7% C vor dem Einkerben bei 600° geglüht	10,00	1,95	78,5	2,99	0,04	319,0	**106,6**
	9,99	1,99	78,4	3,11	0,04	332,0	**106,7**
desgl., nach dem Einkerben bei 600° geglüht	10,01	2,02	78,7	3,20	0,04	346,0	**108,1**
	10,01	1,99	78,7	3,11	0,04	336,0	**108,1**

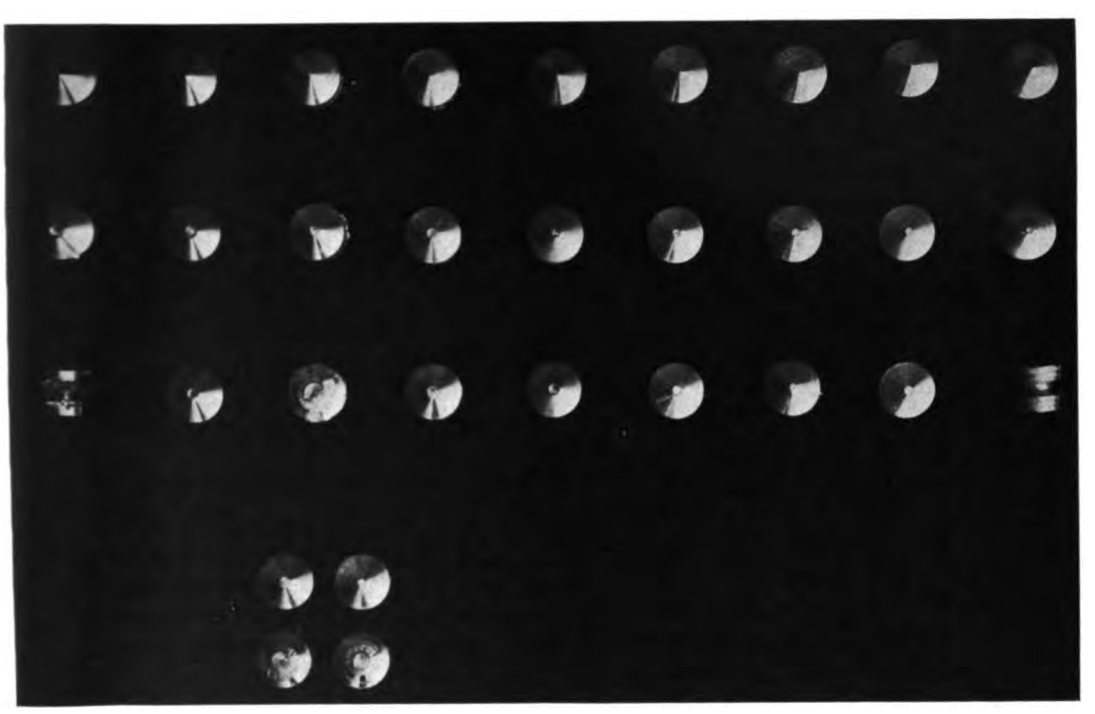


Abb. 53. Vergleichsbilder von Einkerbungen bis zur Stabachse bei richtiger und falscher Spanzustellung und verschiedener Schnittgeschwindigkeit. Einspannung einseitig im Zangenfutter, Stabdurchmesser D = 10 mm, Kerbwinkel = 60°.
Bei unvorschriftsmäßiger Spanzustellung brechen die Proben infolge zu starker Beanspruchung im Kernquerschnitt vor Erreichen der tiefstmöglichen Einkerbung ab. Die beiden äußeren Proben in der dritten Reihe sind in Querlage aufgenommen, sie ließen sich nicht tiefer eindrehen.
a Kupfer; *b* Messing; *c* Aluminium; *d* Zink; *e* Stahl 0,2% C; *f* Duralumin; *g* Elektron; *h* Lautal; *i* Silberstahl.
U/min = Umdrehungszahl je Minute beim Einkerben.

achse ein, so ist die Einkerbtiefe begrenzt und die Probe bricht infolge starker Beanspruchung bei einem verhältnismäßig großen Kernquerschnitt ab. Ist hierbei der Meißelwinkel zu groß (Spanwinkel = 0°), so lassen sich einige Materialien überhaupt nicht kerben; z. B. Kupfer, weil sich die Späne beider Flanken zu stark anstauen, und harter Stahl, weil aus gleichem Grunde die Drehstahlspitze sofort stumpf wird. Der Spanwinkel (Winkel zwischen Brust- oder Schleiffläche und Horizontalen) beträgt zweckmäßig für Messing, Bronze = 0 bis 3°, harten Stahl 3°, weichen Stahl 5°, Kupfer, Aluminium und Aluminiumlegierungen 12 bis 15°.

Weiter geht aus der Abb. 53 hervor, daß eine höhere Schnittgeschwindigkeit die geringere Beanspruchung des Kernquerschnitts erzeugt, da, wie schon bekannt ist[35], mit Zunahme der Schnittgeschwindigkeit die Verfestigung des Materials abnimmt. Bei vorschriftsmäßiger Spanzustellung ergab nach Tafel III und Abb. 54 bei verschiedenen Schnittgeschwindigkeiten die größere Geschwindigkeit einen unerheblichen (etwa 2%) höheren Festigkeitswert, der mit Rücksicht auf die Ergebnisse in Abb. 53 als der richtigere erkannt werden muß. Aus fertigungstechnischen Gründen ist nach den vorliegenden Erfahrungen eine Schnittgeschwindigkeit von 2 bis 3 m/min, gemessen am Kerndurchmesser, für die vorgeschlagene Normalprobe die passendste. Sehr weiche Stoffe, z. B. Reinaluminium, erfordern indessen stets eine etwas höhere Schnittgeschwindigkeit.

Beachtet man die vorgeschlagenen Regeln, so dürfte ein Fehlschlag nicht zu erwarten sein. Die Vorschriften sind so klar umrissen, daß sie nach einmaliger Durchführung leicht von der Hand gehen.

Richtig gekerbte Proben ergeben so auffallend gleichmäßige Werte (vgl. auch Tafel II und Abb. 51), wie man sie bei ungekerbten Zugstäben (Streckgrenzen- und Zugfestigkeitsermittelung) nicht gewöhnt ist. Daher erreicht man auch fast immer ohne

Digitized by Google

Mittelwertbildung, also mit nur einer einzelnen Kerbzugprobe, einen zuverlässigen Festigkeitswert.

Tafel III. Festigkeitswerte von Kerbzugproben, die mit verschiedener Schnittgeschwindigkeit eingekerbt wurden. Kerndurchmesser $d = 3$ mm, Stabdurchmesser $D = 10$ mm, Relative Kernfläche $k = 0{,}09$.

Werkstoff	Kerbwinkel Grad	Zugfestigkeit in kg/mm² bei den übergeschriebenen U/min beim Drehen 550	150	Unterschied der Festigkeitswerte in %
Messing	60	43,0	42,2	+ 1,9
Aluminium	60	25,5	25,8	— 1,2
Stahl 0,2% C, 1% Mn	90	83,6	81,5	+ 2,5
desgleichen	60	89,0	86,7	+ 2,6
Zink	60	36,4	35,6	+ 2,2

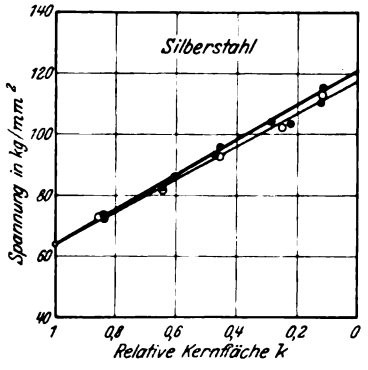


Abb. 54. Festigkeit, bezogen auf den ursprünglichen Kernquerschnitt von verschieden tief gekerbten Proben bei vorschriftsmäßiger Spanzustellung mit verschiedener Schnittgeschwindigkeit.
⊙ 550 U/min, ○ 285 U/min, ● 150 U/min. Stabdurchmesser $D = 7$ mm, Kerndurchmesser $d = D\,|\,k$. Kerbwinkel $\omega = 60°$.

d) Probenausmessung.

Der Ausmessung der Proben vor dem Zerreißen dienen Spezialapparaturen, da das Messen diametraler Einkerbungen für gewöhnlich nicht vorkommt*.

Sehr bequem ist das Messen mit einem Meßtisch nach Abb. 55**, weil bei diesem die Probe fest eingelegt werden kann und nicht von der Hand gehalten werden braucht. Es kommt hier darauf an, mit zwei genau gegenüberliegenden und voneinander entfernbaren harten Stahlschneiden den Kerndurchmesser genau zu bestimmen. Die Schneiden müssen so scharf sein, daß sie bis in den Grund der Kerbe eindringen können, anderseits müssen sie eine geringe Abrundung besitzen, damit sie sich nicht so schnell abnutzen. Der Abrundungsradius muß dabei etwas kleiner bleiben als der Abrundungsradius der spitzen Kerbe. Er würde sonach etwa 0,1 mm betragen. Da es keine Garantie gibt, daß die beiden etwa 4 mm breiten Schneiden einen genau parallelen Abstand besitzen, so sorgt der winkelförmige Probenhalter dafür, daß die Probe die Schneide immer an derselben Stelle berührt. Die Ablesung erfolgt an der Meßuhr in $^1/_{100}$ mm. Ein einziger Hebeldruck hebt zugleich den Probenhalter und den beweglichen Schneidentaster der Meßuhr empor, so daß man mit der anderen Hand die Probe einlegen kann. Nach Zurücklegen des Hebels kann dann die Ablesung erfolgen. Die richtige Einstellung des Ziffernblattes an der Meßuhr wird vor dem Messen mit Hilfe eines genauestens geschliffenen und sehr harten Normallehrdornes von bekanntem Durchmesser vorgenommen.

Abb. 55. Meßtisch zum Ausmessen des Kernquerschnitts. D.R.P. und D.R.G.M. angemeldet.

Außer dem Kerndurchmesser ist der Schaftdurchmesser der Probe mit der gewöhnlichen Mikrometerschraube auszumessen, um die relative Kernfläche k feststellen zu können (Beispiel siehe Tafel II).

e) Prüfung.

Besondere Sorgfalt ist ebenso wie der Probenanfertigung der Einspannung zuzuwenden*: Die gewöhnlichen, in Kugelgelenken hängenden Einspannglieder der Prüfmaschinen sind zu schwerfällig und garantieren meist keine gute Zentrierung der kleinen Kohäsionsprobe. Biegebeanspruchungen sind dann die Folge. Daher sind die Einspannkörper in Spitzen aufzuhängen. Und es ist bei der Anfertigung der Spitzenaufhängung zu beachten, daß die Spitze zu den übrigen Elementen der Probenaufnahme (Gewinde, zylindrische und konische Bohrungen, konisches Zangenfutter) genau zentriert liegt: Sie sind auf genau laufendem Zapfen zu drehen.

Abb. 56 zeigt links eine kombinierte Einspannung für die glatte Probe und die Gewindeprobe. Das Spitzengehänge ist unten mit einer konischen Ausbohrung versehen, in welche ein genau passender Konus eingelegt wird, der als Gewindemutter für die Gewindeprobe dient. Die glatte Probe sitzt in einem Zangenfutter, das ebenfalls genau in die konische Aussparung paßt. Seine einzelnen Backen pressen sich unter der Zugkraft beim Gleiten im Konus mit den gehärteten Zähnen ihrer Greif-

* Die der Praxis des Kerbzugversuchs und der Kohäsionsprüfung dienenden Meßwerkzeuge werden von der Firma Carl Mahr G. m. b. H., Eßlingen a. N., Spezialfabrik für Meßwerkzeuge angefertigt und geliefert.

** Der hier abgebildete Meßtisch wurde von Herrn K. Boxhammer in den Amtswerkstätten angefertigt.

* Die Spezial-Einspannungen und -Maschinen für die Kerbzugversuche und die Kohäsionsprüfung liefert die Fabrik für Materialprüfmaschinen Louis Schopper in Leipzig.

Digitized by Google

flächen immer fester in die Staboberfläche ein und garantieren wegen der Fünfteiligkeit eine gleichmäßige und gute Zentrierung.

In Abb. 56 rechts ist die Nuteneinspannung wiedergegeben. In die Nuten der von unten einzuschiebenden Probe legen sich federnd die beiden Hälften eines Beilegeringes ein, die vorher durch Druck auf die beiden Drücker mittels Daumen und Zeigefinger auseinandergeschoben werden. Die erforderliche Zugkraft wird auf die Probe durch die am unteren Ende des Spitzengehänges eingeschraubte Rundplatte übertragen, die mit ihrer Durchbohrung zugleich die Zentrierung der Probe übernimmt. Hierbei darf der Stabdurchmesser bis höchstens 0,10 mm kleiner sein als der Bohrungsdurchmesser, sodaß die Genauigkeitstoleranz des Stabdurchmessers etwa + 0,05 bis — 0,05 mm beträgt.

Dieser Einspannkörper gestattet die schnellste und bequemste Handhabung, und der gefährliche Probenquerschnitt erleidet beim Einführen der Probe keinerlei Beanspruchung. Zudem ist der Herstellungspreis der Nutenprobe gering. Der Kernquerschnitt der Probe darf aber nicht größer sein als der Querschnitt an der Nute, daher eignet sich diese Probenform nur für tiefgekerbte Proben, für diese aber am besten. Auch die Gewindeprobe beschränkt sich auf tiefere Einkerbungen, weil man, wegen der Anfertigung im Zangenfutter, den äußeren Gewindedurchmesser nicht gern größer nimmt als den Schaftdurchmesser. Das Einschrauben der Gewindeproben erfordert größere Aufmerksamkeit, da es nicht zu umgehen ist, daß ein Gewinde schwerer geht, und die Gefahr der Beanspruchung des gefährlichen Querschnitts vorhanden ist. Die Probe ist in der Herstellung außerdem am teuersten. Anderseits ist aber das Gewinde eine geläufige Einspannart. Die glatte Probe erlaubt alle Kerbtiefen, sie sitzt sehr fest und sicher im Einspannkörper, dafür frißt sich aber das Zangenfutter in der Konusbohrung leicht fest, und es macht nach dem Zerreißen das Lösen einige Mühe. Auch das Einschieben der Probe in das Zangenfutter hat Gefahren, so daß diese Probenform nur für feste Materialien und bei geringen Kerbtiefen vorzuziehen ist. Die zugehörige Probe ist die einfachste, die Einspannteile dürften aber am schwierigsten herzustellen sein.

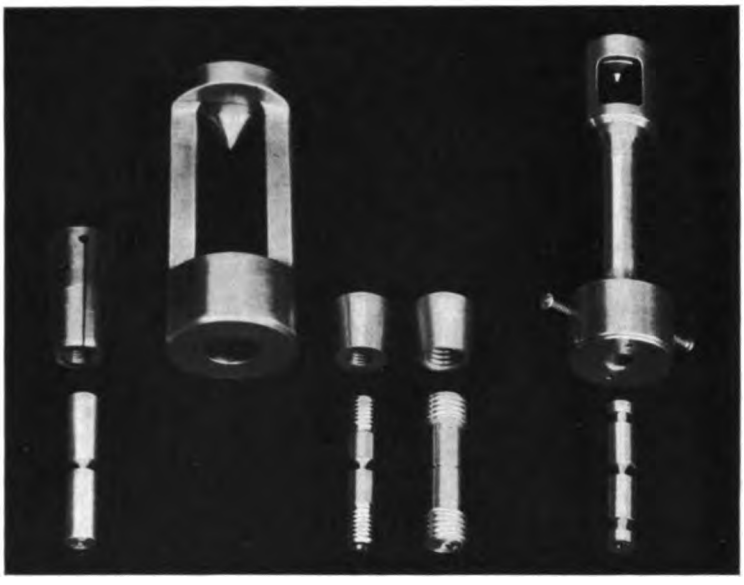


Abb. 56. Spitzenzentrierte Einspannungen für Kerbzugproben.
Links: Für die glatte und die Gewindeprobe. Rechts: Für die Nutenprobe. D.R.G.M.

Für tiefgekerbte Proben, die in der Trennfestigkeitsprüfung Verwendung finden, ist mithin die Nuteneinspannung die bei weitem zweckmäßigste und billigste.

Die Prüfung beschränkt sich bei der Trennfestigkeitsermittlung auf das Zerreißen und das Ablesen der Höchstlast der gekerbten Probe. Für Forschungszwecke wird auch die Querdehnung gemessen, und zwar im elastischen Bereich mit Hilfe eines Querdehnungsmessers (S. 7), im plastischen Bereich mit Hilfe eines Fernrohrs mit Okularmikrometer. Die Zerreißgeschwindigkeit ist wie bei gewöhnlichen Zugversuchen mäßig zu wählen, da bei zu großer Belastungsgeschwindigkeit die Richtigkeit der Lastanzeige unkontrollierbar wird.

7. Methodik der technischen Kohäsionsermittlung*.

Der Trennfestigkeitsbegriff hat in der Literatur schon Eingang gefunden. Um bei seiner praktischen Einführung vor Enttäuschungen zu bewahren, sei gezeigt, wie mit einer klar umrissenen Methode dieser häufig im Rufe der Schwierigkeit und Undefinierbarkeit stehende Begriff den gewohnten Kennwerten an Genauigkeit, Einfachheit und Billigkeit in der Ermittlung zum mindesten nicht nachsteht. Es ist zu hoffen, daß zunächst als Folge werkstofflicher Wißbegier, dann aber wegen seiner Unentbehrlichkeit er sich immer mehr einbürgert und schließlich zur Norm wird; denn er füllt nicht nur eine empfindliche Lücke im Prüfwesen, sondern bildet auch eine der Grundlagen für eine metallkundliche plastische Festigkeitslehre. Ludwik schreibt 1924: „Hier klafft vielleicht die empfindlichste Lücke in unserem heutigen Metallprüfwesen. Wir sind zur Zeit bei dehnbaren Metallen nicht imstande, die Kohäsion des ‚ursprünglichen' (nicht vorgereckten) Metalls auch nur annähernd zu bestimmen"[36].

* Original: Metallwirtsch. Bd. 11 (1932) S. 343—347.

a) Prinzip.

Bisher hat sich die mechanische Festigkeitsprüfung der Metalle damit begnügt, mit der „Streckgrenze" und „Zugfestigkeit" den Widerstand des Werkstoffes gegenüber dem Abschieben seiner Teilchen zu messen, obgleich doch die Wirklichkeit der Brüche zeigt, daß häufig im Zusammenwirken verschiedener Einflüsse ein Versagen ohne sichtbare Verformung, also durch Trennung erfolgt (Schlag-, Kälte-, Wechsel-, Dauer-, Kerbwirkung, breite Werkstücke). Beim Gleitwiderstand wirken im versagenden Sinne Schubkräfte in Richtung wirksamer Gleitebenen, beim Trennungsbruch — Normalkräfte senk-

Digitized by Google

recht zur Trennungsebene. Ein plastischer Werkstoff beginnt bei normaler statischer Beanspruchung immer vorerst zu fließen. Wenn dann ein solch verformter Körper schließlich doch noch einem Trennungsbruch unterliegt, so ist seine augenblickliche Trennfestigkeit gegenüber dem Ursprungszustand stark verändert. Die Aufgabe läuft also darauf hinaus, die Trennfestigkeit beim verformungslosen Bruch zu ermitteln. Man weiß nun, daß durch Hinzufügen von Querkräften gleichen Vorzeichens das Fließen behindert wird. Nach Versuchen von Föppl, Groth (1900), Jefferies (1917) ist es sehr wahrscheinlich, daß Körper unter noch so hohem, allseitig gleichem Flüssigkeitsdruck weder zu zerbrechen noch plastisch zu verformen sind. Dies Experiment läßt sich für Zug nicht nachahmen, da es nicht möglich ist, eine allseitig saugende Wirkung genügender Stärke zu erzielen. Es geben aber Einkerbungen die Möglichkeit, Querkräfte im Werkstoff zu erzeugen (räumlicher Spannungszustand) und es gelingt unter Anwendung eines schematischen Probensystems (Zylinderstab mit umlaufender Dreieckskerbe, Kerbwinkel und Kerbtiefe veränderlich, Abb. 45), die Kerbwirkung systematisch so zu steigern, daß diese Steigerung sich nicht nur nach einem klar erkennbaren Gesetz vollzieht, sondern auch auf einen Zustand allseitig gleicher Zugwirkung extrapolieren läßt. Die Auswertung elastischer Querdehnungsmessungen im Kernquerschnitt von Kerbzugproben ergab nämlich für den Grenzfall des Kerbwinkels 0° und einer bis zur Stabachse reichenden Einkerbung den polarsymmetrischen Verformungs- und Spannungszustand im Kernquerschnitt (S. 9). In diesem Zustand ist nach den Gesetzen der Mechanik nur ein Trennungsbruch denkbar.

Um nun eine Extrapolation der Festigkeit auf diesen Grenzzustand in einfacher Weise vornehmen zu können, muß das Gesetz des Festigkeitsverlaufs im Übergangsgebiet zwischen einachsigem und polarsymmetrischem Spannungszustand einwandfrei bekannt sein. Dieses Gesetz wird beherrscht:

1. vom räumlichen Spannungszustand,
2. von der ungleichmäßigen Spannungsverteilung.

Der räumliche Spannungszustand bewirkt die Erhöhung der Festigkeit bis auf den Grenzwert der Trennfestigkeit. Nach der Mohrschen Festigkeitshypothese für mehrseitige Beanspruchung (Hüllkurve) nimmt bei Zunahme der Normalspannung in der Gleitebene bis zum Trennwiderstand der Schubwiderstand bis auf null ab. Damit ist ein kontinuierlicher Übergang vom Gleit- zum Trennungsbruch gegeben (S. 27). Der räumliche Spannungszustand bildet also die Grundlage für die Möglichkeit einer Trennfestigkeitsermittlung. Mit jedem räumlichen Spannungszustand, der durch die Ungleichmäßigkeit der Körperform erzeugt wird, ist aber untrennbar ein ungleichmäßiges Kraftfeld verknüpft, welches Ursache einer Minderung der (mittleren) Gesamtfestigkeit und damit einer Festigkeitsstörung sein kann, aber nicht in allen Fällen zu sein braucht. Es kommt nun darauf an, diese Störungen methodisch auszuschalten, um das Gesetz des räumlichen Spannungszustandes für die Trennfestigkeitsermittlung ausbeuten zu können.

b) Festigkeitsgesetze des räumlichen Spannungszustandes.

Als Festigkeit soll immer das Maximum der auf den ursprünglichen Kernquerschnitt bezogenen Spannungen bei Erreichen der mathematischen Höchstlastbedingung (horizontale Tangente an die Lastverformungskurve, Abb. 18) gemeint sein. Infolge der ungleichmäßigen Spannungsverteilung eilt aber unter den Spannungsspitzen im Kerbgrund die Verformung voraus und die Bindung der Materialteilchen wird hier zuerst gelöst (S. 18 und Abb. 15). Bei Betrachtung des Zugdiagramms in Abb. 18 ist dann die Beanspruchung im Kerbgrund schon im Zerreißpunkt *III* angelangt, während die Querschnittsmitte des Kerns die Höchstlastbedingung noch nicht erfüllt hat (bei *I'* im Diagramm). Alsdann erreicht der Gesamtquerschnitt das Lastenmaximum ebenfalls nicht (kerbempfindliche Werkstoffe). Unter günstigeren Verformungsverhältnissen des Werkstoffs kann aber auch in der Querschnittsmitte die Höchstlastbedingung schon erfüllt sein (Punkt *II*), wenn der Kerbgrund gerade einzureißen beginnt (*III*). Die größtmögliche Annäherung an die von einer Spannungsinhomogenität unbeeinflußten Festigkeit tritt dann ein, wenn in der Querschnittsmitte die Höchstlastbedingung erfüllt ist (*II*) und der Verformungsgrad im Kerbgrund etwa durch die Stelle *II'* im Zugdiagramm gekennzeichnet ist, welche mit genügender Annäherung noch auf der Höchstlasttangente liegt (kerbunempfindliche Werkstoffe). Diese möglichen Fälle stehen in enger Beziehung zu den besonderen Verformungseigenschaften der Werkstoffe, insbesondere zum Verhältnis der Größe der gleichmäßigen Verformung zur Einschnürverformung.

Tritt der zuletzt beschriebene günstigste Fall ein und entspricht daher die Festigkeit derjenigen des wahren räumlichen Spannungseinflusses, so liegen die Festigkeitswerte mit abnehmender relativer Kernfläche $k = \frac{d^2\pi/4}{D^2\pi/4}$ (vgl. Abb. 45) bei gleichbleibendem Kerbwinkel auf einer Geraden (Beispiel: Abb. 58). Ebenso verläuft die Abhängigkeit der Festigkeit vom Kerbwinkel bei gleicher Kerbtiefe nach einer Geraden (Stahl *M* und Aluminium in Abb. 25).

Auf Grund der geradlinigen Gesetze der Festigkeit ist es möglich, bei Kenntnis der üblichen Zugfestigkeit σ_B des Werkstoffes und der Festigkeit nur einer gekerbten Probe die Extrapolation auf einen verformungslosen Bruch, d. h. auf die Trennfestigkeit s_T vorzunehmen. Aus Abb. 57 (Gerade *AB*) folgt für die Festigkeit im Grenzfall $k = 0$, wenn $\sigma_{\omega k}$ die Festigkeit der Probe bei dem Kerbwinkel ω und der relativen Kernfläche k (Punkt *G*) ist:

$$\sigma_{\omega, k=0} = \sigma_B + \frac{\sigma_{\omega k} - \sigma_B}{1 - k}. \qquad (18)$$

Und nach Abb. 57 (Gerade *A'C*) ergibt sich dann im Grenzfall $\omega = 0°$, $k = 0$ für die Trennfestigkeit*:

$$s_T = \sigma_{\omega=0,\, k=0} = \sigma_B + \frac{\sigma_{\omega k} - \sigma_B}{1 - k} \cdot \frac{180}{180 - \omega}. \qquad (19)$$

* In früheren Veröffentlichungen [Arch. Eisenhüttenwes. Bd. 2 (1928/29) S. 109—117, Z. VDI Bd. 73 (1929) S. 469 bis 471, Z. Metallkde Bd. 22 (1930) S. 14—22, Z. Metallkde Bd. 22 (1930) S. 264—268, Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 14 (1930) S. 7, 35, 61, 85] wurde eine Extrapolation auf den Kerb-

Digitized by Google

Für das Verständnis der Extrapolation auf den Grenzwert s_T ist es wesentlich, daß mit Abnahme der relativen Kernfläche bis auf null nicht etwa auf molekulare Verhältnisse extrapoliert werden soll, sondern lediglich auf den polarsymmetrischen Kräftezustand des Vielkristalls. Da die Querschnitte der Proben eine Vielheit von Kristallen enthalten, so wird auch durch die Extrapolation die Festigkeit des vielkristallinen Materials gekennzeichnet.

Die abgeleitete Formel gilt ohne weiteres für kerbunempfindliche Werkstoffe. Hat man kerbempfindliche Werkstoffe zu prüfen, so sind k und ω nach der nachfolgenden Methode zu wählen.

c) Regeln der Festigkeitsstörungen im ungleichmäßigen Spannungszustand.

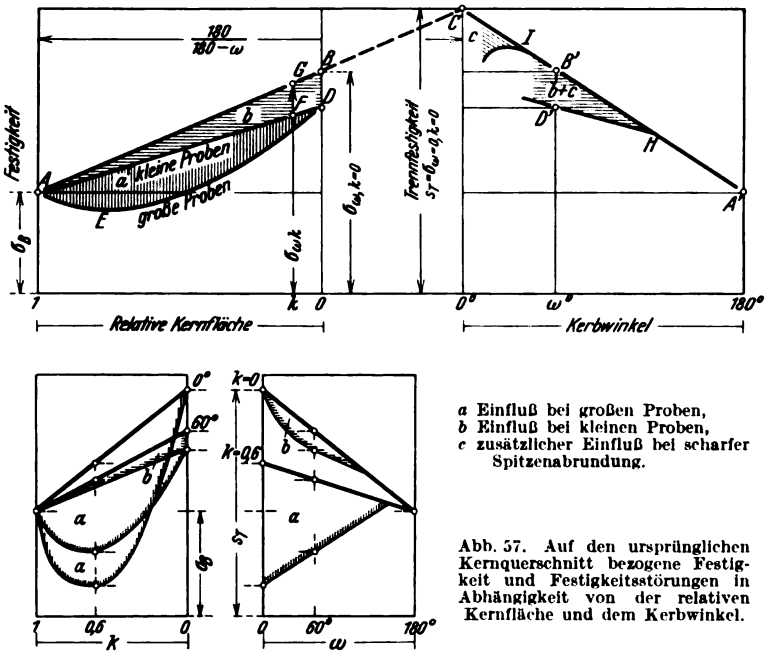
Voraussetzung für die geordnete Erkennung der aus dem inhomogenen Spannungszustand erwachsenden Störungen und ihre Unterbindung ist die vorschriftsmäßige Einkerbung der Probe auf der Drehbank, mit welcher eine Veränderung der Materialeigenschaften im Kernquerschnitt ausgeschlossen ist. Hierüber ist schon im vorangehenden Abschnitt eingehend gesprochen worden. Die auf gemeinsamer Grundlage beruhenden Störungen kann man unter dem Gesichtswinkel der Formgebung oder des Werkstoffes betrachten. Die Einflüsse der Formgebung lassen sich einteilen in diejenigen der Probengröße, der Kerbtiefe, des Kerbwinkels und der Spitzenabrundung. Einen Maßstab für den Störungsgrad bilden die Abweichungen der gestörten von den ungestörten — auf der Geraden liegenden — Festigkeitswerte. Sie sind in Abb. 57 oben schematisch dargestellt.

Eine Kritik für das Vorhandensein der Störung ist immer in der Nichterfüllung der Höchstlastbedingung im Zugdiagramm der gekerbten Probe gegeben, die für einige der in Abb. 25 gegebenen Beispiele in den Abb. 20—24 durchgeführt wurde.

Der Einfluß von Probengröße und Kerbtiefe ergibt das (senkrecht schraffierte) Störungsfeld a (links). Der größte Einfluß ist bei großen Proben und mittlerer Kerbtiefe vorhanden (bei E), während bei sehr kleinen Proben (AD) oder tiefstmöglicher Einkerbung (D) der Einfluß gleich null ist (S. 12). Mit Hilfe kleiner oder tiefgekerbter Proben (Punkt F) ist daher der Störungseinfluß a praktisch auszuschalten.

Der bei kleinen Proben restlich auftretende Störungseinfluß b ist durch waagerechte Schraffur gekennzeichnet. Dieser Einfluß ist bei großen Kerbwinkeln nicht vorhanden (zwischen H und A', rechts im Bild).

Der zusätzliche Störungseinfluß (c) ist derjenige der Spitzenabrundung, der in Abb. 57 in beliebiger Lage (Stelle J) mit schräger Schraffur eingezeichnet ist. Bei sehr kleiner Spitzenabrundung vermag diese Störung in Verbindung mit kleinen Kerbwinkeln selbst bei sonst kerbunempfindlichen Werkstoffen, bei denen Einfluß a und b nicht auftritt, eine Festigkeitsminderung hervorzurufen (vgl. Abb. 51). Bei kerbempfindlichen Werkstoffen verstärkt der Einfluß c die Einflüsse a und b und



a Einfluß bei großen Proben,
b Einfluß bei kleinen Proben,
c zusätzlicher Einfluß bei scharfer Spitzenabrundung.

Abb. 57. Auf den ursprünglichen Kernquerschnitt bezogene Festigkeit und Festigkeitsstörungen in Abhängigkeit von der relativen Kernfläche und dem Kerbwinkel.

vermag den Beginn der Störung (Stelle H in Abb. 57) nach größeren Winkeln hin zu verschieben. Glücklicherweise ist es schwierig, so kleine Abrundungsradien an der Drehstahlspitze zu erzeugen, so daß unter normalen Verhältnissen der Störungseinfluß nicht zur Geltung kommt. Die Spitzenabrundung darf anderseits auch nicht zu groß genommen werden, damit die festigkeitsmehrende Einwirkung des räumlichen Spannungszustandes nicht gemildert wird.

Einen vollständigeren Überblick der Kombinationswirkungen von großen und kleinen Proben sowie Kerbtiefe und Kerbwinkel gibt Abb. 57 unten. Die Spitzenabrundung kann in ihrer Wirkungsweise der des Kerbwinkels gleicherachtet werden (vgl. S. 20).

Die Betrachtung der Störungseinflüsse unter dem Gesichtswinkel des Werkstoffes führt zu der noch nicht abgeschlossenen Erkenntnis, daß eine Gruppe von Werkstoffen bestimmter Konstitution empfindlich, eine andere weniger empfindlich gegenüber diesen Störungen ist. Zu den unempfindlichen gehören die reinen Metalle, Kohlen-

winkel 0 praktisch vernachlässigt, weil auf Grund damaliger Versuche die Gesetzmäßigkeit zwischen Festigkeit und Kerbwinkel nach einer Kurve ermittelt wurde, deren Verlauf keine wesentliche Veränderung der Festigkeit zwischen Einkerbungswinkeln von 0° und 60° erwarten ließ. Der Verlauf dieser Kurve hat sich neuerdings nicht bestätigt gefunden, seit der Einfluß der Probenfertigung in der Drehbank auf die Festigkeit näher untersucht wurde (vgl. Abb. 51). Die alte Kurve enthält insbesondere bei mittleren Kerbwinkeln zu hohe Werte, weil bei nicht vorschriftsmäßigem Abdrehen sich der Werkstoff im Kernquerschnitt verfestigt. Die richtige Behandlung der Proben in der Drehbank liefert hingegen das geradlinige Festigkeitsgesetz. Die früher ermittelten Trennfestigkeitswerte kamen der Wirklichkeit aber doch sehr nahe, da sich, wie bezeichnete Abbildung erkennen läßt, die Vernachlässigung des Winkeleinflusses und die Verfestigung im Kernquerschnitt in ihrer Wirkung angenähert aufhoben.

Digitized by Google

stoffstähle mit geringem Kohlenstoffgehalt und die homogenen Legierungen (aus homogenen Mischkristallen bestehend). Zu den empfindlichen zählen die in der Praxis häufigeren heterogenen Legierungen, unter denen sich vergütbare aber auch viele zu inneren Spannungen neigende Werkstoffe befinden.

Werkstoffe im Grenzgebiet großer Sprödigkeit, bei denen sich die Störungen bei stumpfen Kerbwinkeln ($>135°$) oder gar schon beim ungekerbten Stab bemerkbar machen, können mit der hier durchgeführten Methodik nicht auf „Trennfestigkeit" geprüft werden. Ein typisches Beispiel hierfür ist Gußeisen, bei welchem ein Lastenmaximum infolge verfrühten Einreißens selbst beim zylindrischen Zugstab nie auftritt (Abb. 25).

d) Prüfungsnormen.

So schwierig auch der Entwicklungsgang der technischen Kohäsionsprüfung erscheinen mag, ihre versuchsmäßige Durchführung muß einfach sein. Sie gliedert sich in die Trennfestigkeitsprüfung und die Prüfung auf Kerbempfindlichkeit.

Trennfestigkeitsprüfung.

Die Ausschaltung des Störungseinflusses a (Abb. 57) erfordert eine tiefe Kerbe und einen kleinen Kernquerschnitt, während diejenige des Störungseinflusses b einen großen Kerbwinkel zur Voraussetzung hat. Zur Meidung von Störungseinfluß c ist das normale Maß der Spitzenabrundung zu beachten. Hieraus ergeben sich folgende praktisch erprobten Normen (Abb. 45d):

Kerndurchmesser $d = 3$ mm,
Stabdurchmesser $D = 10$ mm,
relative Kernfläche $k = 0{,}09$,
Kerbwinkel $= 135°$,
Abrundungsradius an der Spitze $r = 0{,}1 - 0{,}15$ mm.

Diese Einheitsprobe ist also auf kerbempfindliche Werkstoffe zugeschnitten und läßt in einheitlicher Weise die Prüfung beider Werkstoffgruppen zu. Erhebliche Abweichungen von den angegebenen Maßen können einerseits die beschriebenen Störungen zur Folge haben (z. B. Vergrößerung von d und k, Verkleinerung von ω und r), anderseits die praktische Probenfertigung erschweren (z. B. Verkleinerung von d und k, Vergrößerung von ω; ein zu großes r vermindert die räumliche Kraftwirkung der Probe).

Die Trennfestigkeit ermittelt sich dann aus der Festigkeit $\sigma_{\omega k}$ dieser Probe und der üblichen Zugfestigkeit σ_B des Werkstoffes nach der Formel (19), in welcher das genaue Maß von k durch die Probenausmessung (S. 36) gewonnen und der Quotient $\frac{180}{180-\omega} = 4$ wird.

Kerbempfindlichkeitsprüfung.

Ihr Ziel ist, die Festigkeitsstörungen nach bestimmten Normen in das Versuchsergebnis einzubeziehen und das gestörte Festigkeitsergebnis in Beziehung zum ungestörten Wert zu setzen. Es ergibt sich daraus nach Abb. 57 die Notwendigkeit eines möglichst spitzen Kerbwinkels. Für diesen empfiehlt sich nach praktischen Gesichtspunkten der gebräuchliche Winkel von 60°, da spitzere Winkel beim Eindrehen Schwierigkeiten bereiten. Nach Abb. 57 ist die größte Störungswirkung (E) bei mittlerer Kerbtiefe und möglichst großer Probe zu erwarten. Solche Ausmaße würden aber den Kraftbereich der Prüfmaschine zu sehr erweitern und die Verwendung einer Spezial-Kohäsionsprüfmaschine kleinen Formats* ausschließen, außerdem würde dann auch die sehr bequeme sichere und billige Nuteneinspannung (S. 37) nicht zu verwenden sein. Daher sind außer der Kerbwinkelveränderung auf 60° die übrigen Maße beizubehalten (Abb. 45c). Durch Kerbempfindlichkeit gestörte Festigkeitswerte würden dann in Abb. 57 dem Punkt D', ungestörte Werte dem Punkt B' entsprechen. Eine Extrapolation auf einen eindeutigen Grenzwert ist hierbei nicht möglich.

e) Bewertung der Methodik.

Hervorzuheben ist die große Genauigkeit der Prüfungsergebnisse bei Beachtung der angegebenen Regeln für die Probenfertigung und Einspannung. Die in Abb. 25 dargestellten fast streuungslosen Gesetzmäßigkeiten geben ein Beispiel für die Genauigkeit der Ergebnisse, indem jedem eingezeichneten Versuchspunkt nur eine einzige Probe entspricht. Noch auffallender ist die Genauigkeit nach Abb. 58 und Tafel IV. Auch hier lag jedem Versuchspunkt nur eine einzige Probe zugrunde und die sehr gute geradlinige Kontinuität in der Abbildung zeigt, daß man es mit einem kerbunempfindlichen Werkstoff zu tun hat, zumal die Probengröße bei wechselnder Kerbtiefe hier veränderlich war. Die genaue Errechnung der Trennfestigkeit nach Formel (19) aus den Festigkeitswerten der einzelnen Proben ergibt aber nach Tafel IV ein kontinuierliches geringes Anwachsen der

* Siehe Anm. S. 36.

Tafel IV. Probenausmessung und Trennfestigkeitsermittlung an Kerbzugproben verschiedener Kerbtiefe und verschiedenen Kerndurchmessers aus Handelsaluminium bei einem Kerbwinkel von 60°.

Stabdurchmesser D mm	Kerndurchmesser d mm	Stabquerschnitt F mm²	Kernquerschnitt f mm²	Relative Kernfläche $k = \frac{d^2\pi/4}{D^2\pi/4}$	Traglast P kg	Festigkeit $\sigma = \frac{P}{d^2\pi/4}$ kg/mm²	Trennfestigkeit nach Formel (19) σ_T kg/mm²
9,99	**9.51**	78,38	71,03	0,91	666,5	9,39	**19,2**
9,98	**8.70**	78,23	59,45	0,76	638,0	10,74	**21,1**
10,00	**8.02**	78,54	50,52	0,64	592,0	11,71	**21,2**
10,00	**6.95**	78,54	37,94	0,48	499,0	13,16	**21,5**
7,01	**5.52**	38,59	23,93	0,62	287,5	12,00	**21,6**
10,01	**5.49**	78,70	23,67	0,30	348,7	14,72	**21,6**
10,00	**4.51**	78,54	15,90	0,20	246,3	15,59	**21,6**
10,00	**2.97**	78,54	6,93	0,09	115,0	16,60	**21,7**

Digitized by Google

Trennfestigkeit mit Abnahme des Kerndurchmessers. Dieses regelmäßige Anwachsen entspricht einer äußerst geringen Durchbiegung der Geraden in Abb. 58, die mit

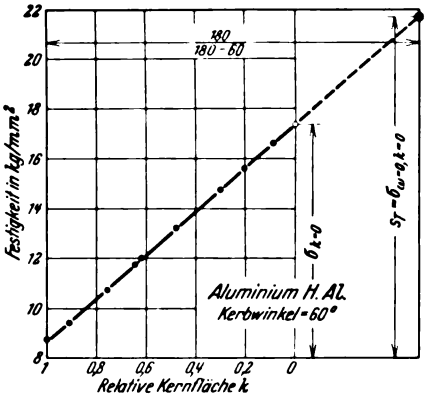


Abb. 58. Beispiel für den Genauigkeitsgrad der Festigkeitsergebnisse von Kerbzugproben bei Zunahme der Kerbtiefe. Stabdurchmesser $D = 10$ mm, Kerndurchmesser $d = k\,D$ (vgl. hierzu Tafel IV).

graphischen Hilfsmitteln nicht sichtbar wird. Die Versuchswerte sind also genau genug, um mit Hilfe der Rechnung eine wohl nicht vermeidbare, geringfügige Störung auch bei diesem Werkstoff nachweisen zu können. Die erprobte Genauigkeit der Prüfung gestattet demnach, auch vom Festigkeitswert einer einzelnen mit 135° eingekerbten Probe gewissermaßen mit einem vierfachen Übersetzungsverhältnis auf die Festigkeit beim Kerbwinkel 0° zu extrapolieren, ohne eine erhebliche Streuung der so ermittelten Trennfestigkeit befürchten zu müssen.

Die Trennfestigkeitsprüfung ist eine ausgesprochene Kleinprobenprüfung. Unbeschadet der verschiedenen Anschauungen über die Notwendigkeit möglichst großer oder sehr kleiner Proben ist sie vornehmlich dazu berufen und geeignet, das zu prüfende Werkstück zonenweise, insbesondere die meistbeanspruchten Teile einer Kontrolle zu unterziehen.

Die zur Ermittlung der Trennfestigkeit aufzuwendenden Kräfte sind gering und überschreiten 2000 kg nur ausnahmsweise, so daß die Prüfung nur kleine Maschinen erfordert. Die im Gebrauch befindlichen Maschinen bis zu 10000 kg Zugkraft können in Anspruch genommen werden.

Eine festgelegte Normalprobenform (S. 40) gestattet ein schnelles Einlegen der Probe in die Prüfmaschine. Die Prüfung erfolgt, da nur die Zerreißlast zu messen ist, in kürzester Zeit. Ein besonderes Meßgerät (S. 36) ermöglicht eine bequem und schnell durchzuführende Ausmessung des Kernquerschnitts vor dem Zerreißversuch.

Die vorschriftsmäßige werkstattliche Probenfertigung schließt eine Vorbeanspruchung oder Beschädigung des Kernquerschnitts der gekerbten Probe aus. Da die vorgeschriebenen Regeln durchaus im Rahmen geläufiger werkstattlicher Möglichkeiten liegen, ist die Billigkeit der Probe gewährleistet. Sie kostet wegen ihrer Kleinheit und hauptsächlich als Folge ihrer einfachen Formgebung (Hohlkehlen sind vermieden) nur etwa $^1/_3$ der Fertigungskosten eines normalen Zugstabes mit Gewindeköpfen.

8. Beurteilung der Werkstoffe nach dem Bruchaussehen gekerbter Proben.

Für gewöhnlich ergibt das Bruchaussehen bei Zugstäben keine wesentliche Grundlage für die Gütebeurteilung. Das liegt insbesondere daran, daß mit der plastischen Verformung während des Versuchs das Gefüge in den Abreißflächen allzusehr entstellt wird. Gerade aus diesem Grund gibt das Bruchaussehen gekerbter Proben einen besseren Anhalt, weil während des Zerreißens die Verformung erheblich unterbunden ist. Ist aber das Material schon einer vorangehenden plastischen Verformung unterzogen worden, so kann sich das deutlich an der Zerreißfläche der Kerbzugprobe ausprägen, wenn diese plastische Vorbeanspruchung so stark war, daß — wie es beim Walzen, Pressen, Ziehen häufig vorkommt — das Material schon eine plastische Zerrüttung in den banalen Gleitflächen erfahren hat (S. 46), die mit den klassischen Prüfmethoden nicht kontrollierbar ist.

Betrachten wir die Bruchvorgänge an Hand einiger Bilder. Abb. 59 zeigt das Bruchaussehen von spröde gerissenen Werkstoffen. Unter ihnen befinden sich auch solche mit großem Dehnungsvermögen, z. B. Kupfer Cu I mit einer Bruchdehnung von $\delta_{10} = 50\%$. Der spröde Bruch ist auf einen stark wirkenden Einfluß innerer Inhomogenität zurückzuführen (S. 51), die bei Messing, Lautal, Kohlenstoffstahl durch die Legierungsbestandteile, bei Gußeisen durch den Graphit, bei Kupfer durch den Oxydulgehalt und bei abgeschrecktem Stahl durch die Martensitnadeln verursacht wird.

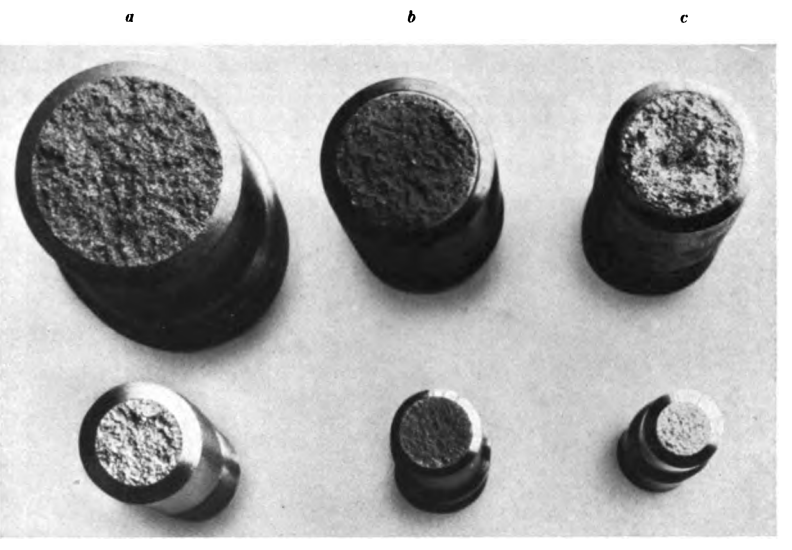


Abb. 59. Bruchaussehen spröde gerissener Werkstoffe. *a* Gußeisen; *b* Kupfer Cu I. 98,5% Cu. 0,13% Oxydul; *c* Stahl, 0,19% C, 1000° im Wasser abgeschreckt; *d* Stahl R, 0,7% C, normalisiert; *e* Messing 58; *f* Duralumin 681 B, veredelt.

Digitized by Google

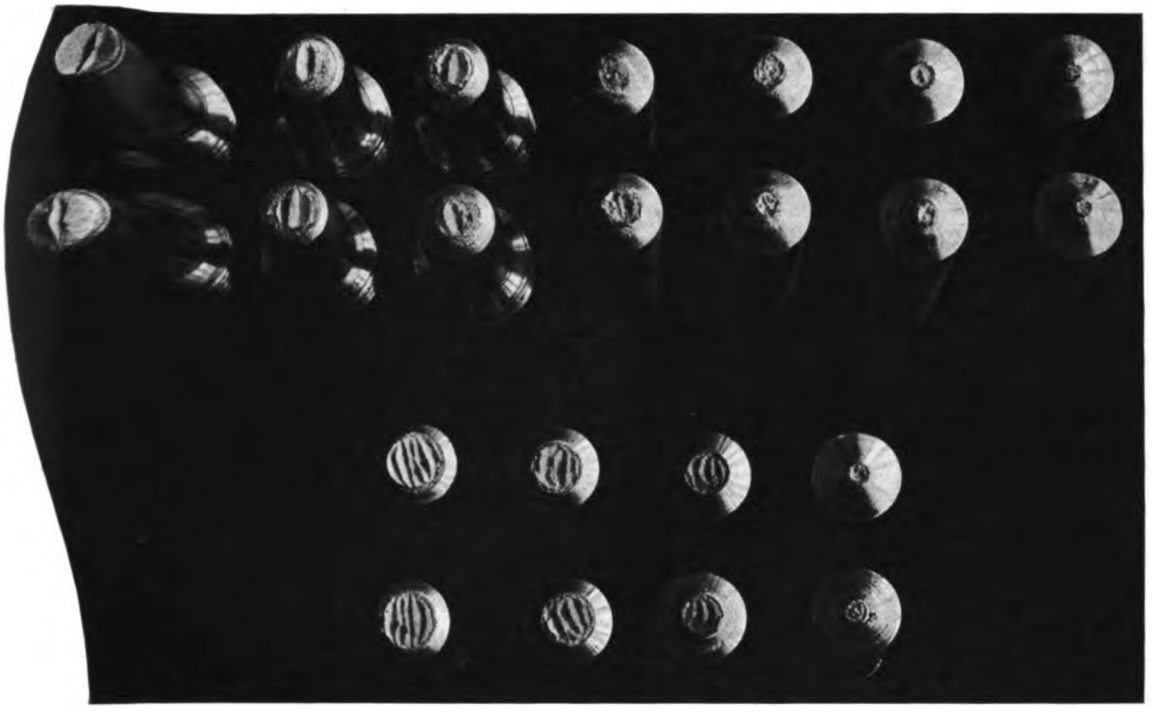


Abb. 60. Plastischer (Zerrüttungs-) Bruch von kaltgezogenem und gewalztem Aluminium bei verschiedener Kerbtiefe.

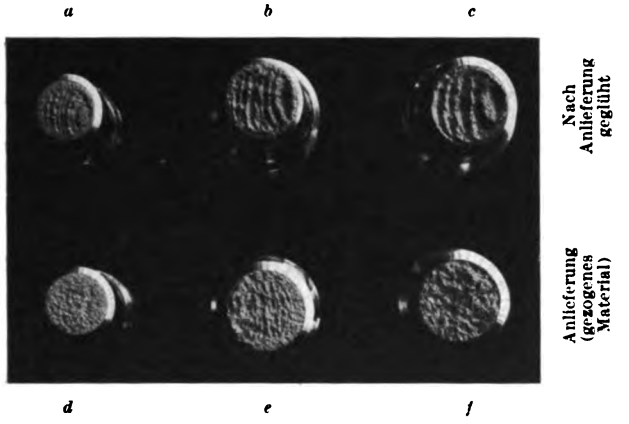


Abb. 61. Einfluß des Nachglühens auf die Zerrüttung bei Duralumin. Die Proben *c*, *e* und *f* wurden vor dem Einkerben außer der oben angegebenen Vorbehandlung bis zur Höchstlast vorgereckt. Entnahme der Proben aus drei verschiedenen Stangen: *a—d*, *b—e*, *c—f*.

Die Bruchfläche beim spröden Bruch, die durch das verfrühte Einreißen an der meistbeanspruchten Stelle entsteht, ist ein Kennzeichen für sich selbst, sie schließt die Erkennung etwaiger plastischer Vorbeanspruchungen aus.

Solche sind hingegen in Abb. 60 deutlich sichtbar. Die untere Gruppe zeigt zu stark gewalztes Stangenaluminium (vgl. Abb. 27 und 28). Die scharf ausgeprägten Zerrüttungsflächen lagen immer unter einem Winkel von etwa 50° zur Zugachse und zur Walzdruckrichtung, auf welche aus der erkennbaren Walznaht geschlossen werden konnte. Die obere Gruppe von Aluminiumproben (vgl. S. 23) wurde kaltgezogenen Stangen entnommen. Die Zerrüttungsflächen sind hier weniger scharf ausgebildet als bei dem Walzmaterial und das steht in guter Übereinstimmung mit dem Befund, daß die Zugkurven beim Walzmaterial Störungen aufwiesen, beim gezogenen Material aber nicht (Abb. 27 und 30).

Abb. 62. Einfluß des Reinheitsgrades auf die Zerrüttungsfähigkeit von Aluminium bei verschiedenen Kaltreckgraden.

Bei beiden Gruppen werden die Zerrüttungsflächen bei tiefen Einkerbungen nicht sichtbar; sie erscheinen nur dann, wenn die beim Zerreißen sich neu bildenden Gleitflächen mit den schon vorhandenen in ihrer Richtung annähernd zusammenfallen und ihre Wirkung verstärken. Bei tiefen Einkerbungen werden die Bedingungen hierfür ungünstiger, weil sich die Verformung beim Zerreißen unter einem viel größeren Gleitwinkel als bei der Formgebung vollzieht. Diese Erscheinung ist

Digitized by Google

eine weitere indirekte praktische Bestätigung des entwickelten Hüllkurvengesetzes (S. 26).

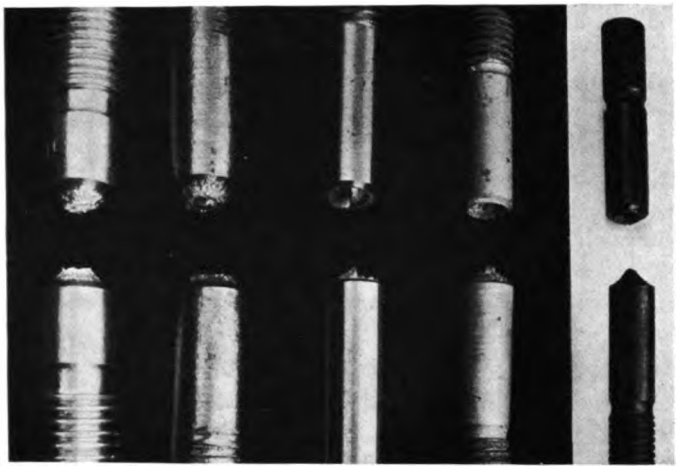
Eine Gruppe von Duraluminproben bringt Abb. 61. Hier wurde bei den oberen drei Proben eine Zwischenglühung eingeschaltet. Durch das Nachglühen tritt hiernach die Zerrüttung, die beim Ziehprozeß entstanden ist, noch besser in Erscheinung; denn die nichtgeglühten Proben zeigen nach dem Zerreißen der Kerbproben keine Zerrüttungsflächen oder nur geringe Andeutungen derselben, nachdem der Werkstoff vor dem Einkerben noch bis zur Höchstlast kaltgereckt worden war. Diese Erscheinung deckt sich mit der Tatsache, daß durch Nachglühen von ermüdetem Material die Ermüdungswirkung sowohl infolge statischer als auch dauernder Beanspruchung vermehrt wird[11, 37].

In Abb. 62 finden wir nun zwei Aluminiumsorten, die in steigendem Maße kalt vorgereckt wurden. Bei der oberen Gruppe (Handelsaluminium) erschienen wieder die Zerrüttungsflächen, die mit stärkerer Vorbeanspruchung immer deutlicher wurden. Die untere Gruppe (sehr reines Aluminium) zeigte aber die Zerrüttung nicht. Je reiner ein Werkstoff ist, je weniger wird er mithin der Zerrüttung anheimfallen. Eine geringe Zerrüttungsfähigkeit ist stets mit einer großen Einschnürfähigkeit am Zugstabe verbunden. Das hier untersuchte reine Aluminium hatte die erhebliche Einschnürung von 97%. Im Gegensatz hierzu sind Legierungen meist sehr zerrüttungsfähig und reißen, wie schon an Hand der Abb. 59 hervorgehoben wurde, an der meistbeanspruchten Stelle vorzeitig ein.

Einige weitere Bruchformen finden sich in Abb. 63a. Während sehr verformungsfähige Werkstoffe an jeder Probenhälfte einen Fließkegel ausbilden (Aluminium, Elektrolyteisen), reißen weniger dehnfähige Stoffe, besonders wenn sie kaltverformt waren, in Trichter und Kegel, welche ihre Entstehung vorzerrütteten Flächen verdanken (stark gezogenes Kupfer).

Meist sind die heutigen Werkstoffe so, daß sichtbare Fehlstellen in den Bruchflächen von Kerbproben selten anzutreffen sind. Treten sie aber auf, so erscheinen sie nach Abb. 63b sehr deutlich.

Zu erwähnen ist noch, daß ein stärkeres Fließen der einen Probenhälfte nach Abb. 40 nicht auf einen Material-



a *b* *c* *d* *e*

Abb. 63a. Bruchprofile verschiedener Werkstoffe. *a* Aluminium A. Al.; *b* Elektrolyteisen; *c* Baustahl St 48; *d* Magnesium; *e* hartgezogenes Kupfer Cu II.

a *b* *c* *d*

Abb. 63b. Fehlstellen in der Bruchfläche. *a* Duralumin; b Elektrolyteisen; *c* Baustahl St 48; *d* Kupfer Cu II gezogen.

fehler zurückgeführt werden braucht, sondern auf einer Gleichwertigkeit zweier verschiedener Gleitrichtungen beruhen kann.

Bei Kenntnis des Gleitflächenmechanismus im Vielkristall, der Zerrüttungserscheinungen und des Einflusses der inneren Inhomogenität auf die Sprödigkeit läßt sich also aus dem Aussehen der Bruchflächen recht viel über den Zustand des zu prüfenden Werkstoffes aussagen.

9. Problemstellung der Metallermüdung*.

Kürzlich haben Dawidenkow und Schewandin sehr aufschlußreiche Versuchsreihen zum Nachweis der Trennfestigkeitsverminderung in verschiedenen Ermüdungsstadien des Schwingungsversuchs veröffentlicht[75]. Da eine Trennfestigkeitsminderung nach plastischer Inanspruchnahme als Folge einer inneren Zerrüttung auftritt[4, 11, 15], so verdeutlichen diese Versuche (auch nach Ansicht obiger Verfasser) die von Sachs und Laute festgestellte Erscheinung, daß intermediäres Ausglühen im Verlauf ermüdender Schwingungsbeanspruchung dem Werkstoff nicht seine ursprüngliche höhere Schwingungsfestigkeit wiedergibt[37].

Als Beitrag zur Klärung der mechanischen Natur des Ermüdungsvorganges haben sich die Verfasser die weitere Aufgabe der Nachprüfung gestellt, ob bei plastisch schwingender Beanspruchung ebenfalls wie beim statischen Reckvorgang[8, 11] der Trennfestigkeitsminderung die übliche Trennfestigkeitserhöhung vorausgeht. Und sie verneinen auf Grund ihrer Versuchsergebnisse nicht nur diese Frage, sondern glauben damit auch die Richtigkeit für die Schwingungsfestigkeitsformel nach Kuntze[62]* anzweifeln zu müssen.

* Original: Metallwirtsch. Bd. 10 (1931) S. 895—897.

* Nach dieser Formel ist die Schwingungsfestigkeit $\sigma_D = (\sigma_B^n - \sigma_B)\frac{s_{TII}}{s_{TO}}$, worin s_{TII} die Trennfestigkeit des statisch bis zur Höchstlast vorgereckten Werkstoffes, s_{TO} die Trennfestigkeit im ungereckten Zustand bedeutet; n ist ein konstanter, allen plastischen Werkstoffen zugehöriger Faktor und beträgt nach bisherigen Ermittlungen bei Zug-Druck-Schwingungs-Maschinen 1,079, bei Biegeschwingungs-Maschinen 1,074.

Digitized by Google

Ein damit aufgeworfener Gegensatz zwischen den Auffassungen Sachs-Laute einerseits und Kuntze anderseits besteht indessen in Wirklichkeit nicht*. Vielmehr dürfte die in der eingangs angeführten Veröffentlichung zum Ausdruck gebrachte Gedankenfolge den Sinn genannter Formel nicht richtig treffen; die beschriebenen Versuche sind nämlich nur bei Beanspruchungen oberhalb der Ermüdungsgrenze (Schwingungsfestigkeit) durchgeführt worden. Daß dort vornehmlich Ermüdung, also erhebliche Trennfestigkeitsabnahme anzutreffen ist, besagt aber auch die Formel; denn sie stellt fest, daß Stoffe, die bei statischer Reckung vor Beginn der Zerrüttung (Einschnürung) ein großes Verfestigungsgebiet (Trennfestigkeitserhöhung) aufweisen[11], auch beim Schwingungsversuch verhältnismäßig hoch ins plastische Gebiet ohne Ermüdungsgefahr beansprucht werden dürfen, und deren Schwingungsfestigkeit daher entsprechend hoch ins plastische Gebiet reicht. Die Ermüdung oberhalb der Schwingungsfestigkeit ist aber ebenfalls für die Formel Bedingung. Ganz anders ist die Überlegung, die

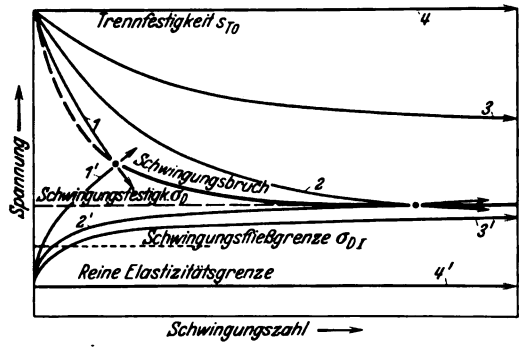


Abb. 64. Schematisches Entstehungsbild des Schwingungsbruches aus Trennfestigkeitsverlauf (1, 2, 3, 4) und Amplitudenverlauf (1′, 2′, 3′, 4′).

genannte Verfasser in Verbindung mit der Formel getätigt haben. Sie nehmen an, daß oberhalb der Schwingungsfestigkeit bei niedrigen Schwingungszahlen Trennfestigkeitserhöhung, bei hohen Schwingungszahlen Trennfestigkeitserniedrigung eintreten müßte.

Schematisch lassen sich die Vorgänge mit Abb. 64 veranschaulichen. Der Fall 1 (Linie 1 = Trennfestigkeitsminderung, 1′ = Anwachsen der Amplitude mit zunehmender Schwingungszahl) stellt eine Beanspruchung oberhalb der Schwingungsfestigkeit dar, bei welcher infolge Zerrüttung die Trennfestigkeit mit zunehmender Schwingungszahl ständig fällt, womit die Bruchursache gegeben ist. Fall 2 betrifft eine Beanspruchung gerade in Höhe der Schwingungsfestigkeit, Fall 3 etwas unterhalb derselben. Die Trennfestigkeit (Linie 3) fällt hier nur so allmählich ab, daß sie im praktischen Bereich (bis zu 10^6 Schwingungen für Stahl, 10^7 für Nichteisenmetalle) noch erheblich über der Schwingungsfestigkeit liegt und erst bei einer praktisch unendlichen Anzahl von Schwingungen bis zur Schwingungsfestigkeit herabsinken würde. Fall 4 spielt sich nur im rein elastischen Gebiet ab und weder Trennfestigkeit noch Formänderungswiderstand (Amplitude) verändern sich.

* Die Niederschrift vorliegender Gedankengänge erfolgte nach eingehender Aussprache mit Herrn Dipl.-Ing. K. Laute, der ich mancherlei Anregungen verdanke.

Aus dieser Darstellung ergibt sich, daß der Schwingungsbruch immer im Kreuzungspunkt vom Trennfestigkeitsverlauf (1, 2, 3) und Amplitudenverlauf (1′, 2′, 3′) liegt. Die Verbindungslinie aller Schwingungsbrüche in Abhängigkeit von Amplitude und Schwingungszahl muß daher links auf die Trennfestigkeit des Ausgangsmaterials hinstreben, wenn auch dieser Grenzfall praktisch wohl kaum zu verwirklichen ist. Man kann also auf Kosten der Schwingungszahl die Schwingungsfestigkeit erhöhen. Damit ist aber der Sicherheit nicht gedient. Man erwartet vielmehr, daß sehr viele Schwingungen ertragen werden. Unter der Voraussetzung höherer Schwingungszahlen, also rechts im Bild, verläuft die Verbindungslinie der Schwingungsbrüche fast parallel mit der Achse der Schwingungszahlen[29] und man hat die hier fast unveränderliche Amplitudenhöhe mit der „Schwingungsfestigkeit" gleichgesetzt und als praktisches Kriterium für die Ermittlung derselben angenommen, daß nach 10^6 Schwingungen für Stahl und 10^7 Schwingungen für Nichteisenmetalle ein Bruch noch nicht eingetreten sein darf.

Leider ist man gezwungen, den Zerrüttungsvorgang im Verlauf plastischer Schwingungen als unabänderliches Ereignis hinzunehmen. Die Werkstoffe besitzen jedoch selbst eine Eigenschaft, die dem Zerrüttungsvorgang entgegenwirkt. Das ist die Verfestigungsfähigkeit. Ohne Frage muß bei Zunahme des Formänderungswiderstands zugleich die Trennfestigkeit zunehmen, aber diese Zunahme ist bei kleinen plastischen Formänderungen viel geringer als diejenige des Formänderungswiderstands[4] und wird überdeckt von der Zerrüttung infolge des Richtungswechsels der plastischen Verformung. Die Zerrüttung summiert sich aus den Anteilen aller Schwingungen, die Verfestigung ist aber im großen und ganzen nur abhängig von der einmalig erreichten geringen plastischen Verformung und fast nicht von der Anzahl der Schwingungen[29]. Daher muß die Zerrüttung überwiegen. Es tritt also nicht bei den ersten Schwingungen Verfestigung und bei den folgenden Zerrüttung ein, sondern von vornherein überdecken sich beide mit einem Überschuß an Zerrüttung (Kurven 1, 2, 3). Wechseltorsionsversuche mit Einkristallen von Fahrenhorst und Schmid[88] ergaben im Gegensatz hierzu zunächst einen Überschuß an Kohäsionsverfestigung, jedoch sind entsprechend der Erklärung der Zerrüttung auf S. 55 und 46 die Vorgänge am Vielkristall quantitativ anders zu werten als am Einkristall.

Nun ist bei der üblichen Schwingungsprüfung die Wegamplitude als unveränderlich gegeben und die Spannungsamplitude ist infolge der Verfestigung veränderlich. Gleichzeitig mit der Verfestigung wird die Plastizität mehr und mehr ausgeschaltet, die Schwingungen werden elastischer, und infolgedessen wird bei wachsender Schwingungszahl die Spannungsamplitude um so größer je verfestigungsfähiger der Werkstoff ist. Damit wird wiederum die Zerrüttung (Ermüdung) verlangsamt[29]. Es werden also bei wachsender Schwingungszahl Spannungsamplitude und Trennfestigkeit zuerst schnell zu- bzw. abnehmen, dann aber sich einem konstanten Verlauf nähern, wie es die Kurven 3′ und 3 verbildlichen. Die Verfestigungsfähigkeit wirkt also — abgesehen von

Digitized by Google

der entgegengesetzt wirkenden Zerrüttung — erstens unmittelbar trennfestigkeitserhöhend, zweitens mittelbar — weil die Plastizität eingeschränkt wird — zerrüttungshemmend.

Die Grunderscheinungen der Verfestigung und Zerrüttung sind nun allen plastischen Beanspruchungsarten, der statischen, schlagartigen, wechselnden und dauernden eigen. Daher ist auf dieser Basis eine Beziehung z. B. zwischen gleichgerichteter statischer und wechselnder Dauerbeanspruchung wohl möglich. Wenn in der Literatur eine solche Beziehung immer wieder in Abrede gestellt wird, so liegt das daran, daß in der klassischen Materialprüfung man den Vorgang der Zerrüttung oder Ermüdung bei gleichgerichteter statischer Beanspruchung nicht erkannt hat und vor allem daran, daß eine Kennziffer für die Trennfestigkeit als Kriterium für die Zerrüttung noch nicht Eingang gefunden hat.

Andererseits begreift man bei Kenntnis dieser Grund lagen, daß die Schwingungsfestigkeit nicht in einer unmittelbaren Abhängigkeit zur statischen Zugfestigkeit oder Streckgrenze, also zu Gleitwiderständen, stehen kann, da ja der Schwingungsbruch schließlich doch ein Trennungsbruch ist, und daß eine mögliche Beziehung zu statischen Kennziffern den Trennfestigkeitsbegriff einschließen muß. Vom Standpunkt der Kohäsionsforschung empfiehlt es sich, alle Brüche, auch die mit plastischer Verformung verbundenen, dann als Trennungsbruch zu bezeichnen, wenn sie in einer endlichen Bruchfläche abreißen. Eine Ausnahme bilden also nur Stoffe, die unter dem Einfluß temperaturabhängiger Erweichung sich in eine Spitze ausziehen lassen, z. B. Blei bei Zimmertemperatur.

Kann also die statische Zugfestigkeit keine unmittelbare Beziehung zur Schwingungsfestigkeit haben, weil erstere einen reinen Gleitwiderstand darstellt, letztere aber von der Trennfestigkeit mitbestimmt wird, so dürfte es indessen wohl begründet sein, die statische Zugfestigkeit zum Fließbeginn beim Schwingungsversuch in eine Beziehung zu bringen, weil auch letzterer ein Gleitbegriff ist. Setzt man also die (zunächst ideelle) Schwingungsfließgrenze

$$\sigma_{DI} = f(\sigma_B),$$

so kann man aus obiger Erörterung weiterschließen, daß die Schwingungsfestigkeit σ_D um so höher über σ_{DI} liegt, je besser die Verfestigungsfähigkeit des Werkstoffes ist. Die Verfestigungsfähigkeit wäre dem statischen Versuch zu entnehmen und mit Hilfe der Trennfestigkeit auszudrücken, um zugleich dem Charakter des Trennungsbruches Genüge zu leisten. Die Verfestigungsfähigkeit des Werkstoffes ergibt sich dann mit Hilfe der Trennfestigkeit s_{TO} des unverformten und der Trennfestigkeit s_{TII} des bis zum Zerrüttungsbeginn (Höchstlast beim statischen Zugversuch) verformten Werkstoffes als einfache Zahl s_{TII}/s_{TO}; denn die Kohäsionsverfestigung verläuft linear mit der Verformung. Mit Hilfe des erhöhten Formänderungswiderstandes infolge der Verfestigung wäre dieser einfache Weg der Proportionalität nicht gangbar, weil sie nicht proportional mit der Verformung abläuft. Aus obigem folgt nun für die Schwingungsfestigkeit

$$\sigma_D = \sigma_{DI} \frac{\sigma_{TII}}{\sigma_{TO}}.$$

Mit experimenteller Ermittlung der Werte σ_D, s_{TII}, s_{TO} ließ sich die Schwingungsfließgrenze σ_{DI} für die verschiedensten Werkstoffe ermitteln und sie ergab tatsächlich eine kontinuierliche Beziehung[62] zur statischen Zugfestigkeit von der Form $\sigma_{DI} = \sigma'_B - \sigma_B$. In der schematischen Darstellung in der Abbildung ist die Schwingungsfließgrenze punktiert eingezeichnet. Es ist dabei zu berücksichtigen, daß sie bei hoher Schwingungszahl nicht mehr vorhanden ist, weil die Schwingungen elastisch geworden sind und die Plastizität im Laufe der Schwingungshäufung verlorengegangen ist. Sie war also nur zu Beginn vorhanden. Daß es eine solche spezifische Grenze in Wirklichkeit gibt, konnte bei den ersten Lastwechseln (Wechselfließgrenze) nachgewiesen werden[2].

Die Unterschiede $s_{TII} - s_{TO}$ und $\sigma_D - \sigma_{DI}$ zeigen ein verfestigungsfähiges plastisches Gebiet an, welches im statischen Falle ermüdungsfrei ist, im Falle der Schwingung die Ermüdung nach Verlauf der ersten Schwingungen zum Stillstand bringt.

Die Versuche Dawidenkows und seines Mitarbeiters stehen mithin in keinem Gegensatz zu den Anschauungen, die der Schwingungsfestigkeitsformel zugrunde liegen. Sie bestätigen im Gegenteil die schon häufig veröffentlichte Auffassung[4, 11, 15, 41, 62, 76], daß die mechanische Aufklärung des Ermüdungsvorganges in einer Zerrüttung des Kohäsionswiderstandes zu suchen ist. Damit bedeuten sie einen praktischen Fortschritt in der modernen Behandlung des Schwingungsproblems.

10. Bedeutung und Anwendung.

Da es bislang nicht üblich war, mit der Trennfestigkeit als Werkstoffkonstante in Theorie und Praxis zu arbeiten, weil es an ihrer begrifflichen Umrahmung und Ermittlungsmöglichkeit fehlte, wird sie nach Überwindung dieser Schwierigkeiten nunmehr Einfluß auf die Anschauungen über das Versagen und auf die prüftechnische Erfassung des Werkstoffes sowie auf eine zeitgemäße Konstruktionsberechnung gewinnen können.

a) Theorie.

Kristallographische Grundlagen.

Auf den ersten Blick steht die Tatsache des funktionellen Zusammenhanges zwischen Gleiten und Trennen und der Abhängigkeit des Schubwiderstandes von der Normalspannung beim Kristallhaufwerk im Widerspruch zu den beim Einkristall gefundenen Gesetzmäßigkeiten. Beim Kristall sind Gleit- und Spaltflächen von Natur gegeben und das Gleiten erfolgt bei einer charakteristischen Schubspannung, die gänzlich unabhängig von der Größe einer gleichzeitig wirkenden Normalspannung ist und ebenfalls ist für das Reißen (Spalten) eine kritische Normalspannung maßgebend[38, 39, 40, 78].

Um sich diese zunächst widersprechenden Ergebnisse erklären zu können, muß man sich die banale, einen vielkristallinen Körper durchdringende Gleit- und Trennfläche als eine Kette aneinandergereihter, verschieden gerich-

Digitized by Google

teter, bevorzugter Kristallgleitflächen etwa nach Abb. 65a und b vorstellen. Für diese Darstellung spricht das stets unebene Aussehen banaler vielkristalliner Gleitflächen (Abb. 66). Im Haufwerk wird also sowohl beim Gleiten (Abb. 65a und c) als auch beim Trennen (Abb. 65b) gleichzeitig ein inneres kristallines Gleiten und Spalten auftreten müssen. Daraus ginge schon der kontinuierliche Zusammenhang zwischen dem komplexen Gleiten und Trennen beim Kristallhaufwerk, wie er im Hüllkurvengesetz gegeben ist, hervor.

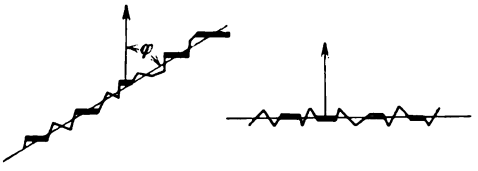


Abb. 65a und b. Schematische Auflösung einer banalen Gleit- bzw. Trennungsfläche des Vielkristalls in kristalline Gleit- und Spaltelemente. Die senkrecht zur Kraftrichtung liegenden Spaltflächen sind durch Doppelstriche gekennzeichnet.

Von ausschlaggebender Wirkung scheinen aber die auf Spalten beanspruchten Kristallflächen zu sein, welche senkrecht zur Zugachse liegen. Sie sind in den Abb. 65a und b durch Doppelstriche gekennzeichnet. Im Falle a treten die gespaltenen Flächen unter einem Winkel $90 - \varphi$ zur Gleitrichtung auf und je mehr der Gleitwinkel φ (Winkel zwischen Gleitrichtung und Zugachse) sich 90° nähert, je mehr wird sich die Richtung der gespaltenen Flächen der banalen Gleitrichtung nähern und das Gleiten in ihr erleichtern, womit der Schubwiderstand in Übereinstimmung mit dem Hüllkurvengesetz abnimmt. Im Grenzfall (Abb. 65b) fallen die kristallinen Spaltflächen in die banale Gleit- bzw. Trennungsfläche. Es sind dann zwar aus theoretisch-mechanischen Gründen

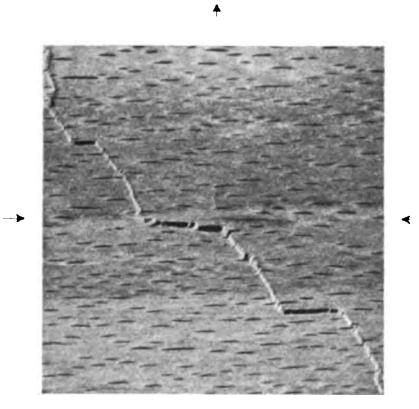


Abb. 65c. Modellversuch an getrocknetem Buchenholz zur Darstellung von gleichzeitigem Gleiten und Spalten. Die geschichtete Struktur des Holzes eignet sich sehr gut zur Illustrierung der Vorgänge im Kristall. Der Zusammenhang ist in der schräggerichteten banalen Gleitfläche trotz verstreuter Aufspaltungen in Flächen senkrecht zur Zugrichtung noch nicht vollständig unterbunden.

auch keine Schubspannungen mehr da, dafür ist aber die Trennung dadurch erleichtert, daß die Gleitflächen im Gegensatz zu Abb. 65a in einer fortlaufenden Richtung liegen. Ganz abgesehen davon, daß die dadurch hervorgerufene innere Inhomogenität das Weiterreißen ganz außerordentlich begünstigt.

Mit dieser elementaren, den Mechanismus in allen Einzelheiten durchaus nicht genau treffenden Vorstellung kann man sich nicht nur den kontinuierlichen Zusammenhang zwischen Gleiten und Trennen am Haufwerk erklären, sondern auch ersehen, daß die Trennfestigkeit des Vielkristalls trotzdem eine Funktion der Spaltfestigkeit des Kristalls ist, und ihr daher auch die charakteristische Bedeutung zukommt, welche ihr Ludwik seit Jahren vorausgesagt hat. Die mit dem Gleiten nach Abb. 65a und b verbundenen Aufspaltungen könnten dann eine Erklärung für die plastische Zerrüttung während der Verformung abgeben[4, 8, 11, 15, 16, 41].

Daß die Gleit- und Trennwiderstände im Vielkristall aber viel größer als im Einkristall sind, liegt an der allseitigen Umschließung der einzelnen Kristallite durch benachbarte Kristallite anderer Gleitflächenorientierung und läßt sich quantitativ wohl schwer erfassen. Bemerkenswert ist aber immerhin die Tatsache, daß am Kristall das Verhältnis Reißfestigkeit : Gleitfestigkeit bei einem verformungsfähigen Stoff wie Zink etwa 2 : 1 beträgt, während dies Verhältnis bei dem spröden Wismut auf 1,5 : 1 herabfällt[42]. Fast gleiche Verhältniszahlen ergibt der Quotient bei einem verformungsfähigen bzw. spröden Vielkristall, wobei allerdings für den spröden Stoff die Trennfestigkeit durch Inhomogenität gemindert ist.

Ebenso wie in der gekerbten Probe der Gleitwiderstand an der Stelle ungünstigster Beanspruchung überwunden wird und sich als Folge eine durchlaufende banale Gleitfläche ausbildet (S. 30), ebenso entsteht im Kristall zunächst eine lokale Gleitung, die sich zur durchlaufenden Gleitebene entwickelt[79].

Das Gleiten wie auch das Reißen geschieht demnach von Natur aus nacheinander, sowohl in den Atomreihen als auch im makroskopischen Körper. Darum kennen wir praktisch keine Festigkeiten vom Grade der atomaren Kohäsion. Griffith erreichte eine mehrhundertfache Steigerung der Festigkeit beim Zerreißen sehr dünner Quarzfäden, weil die äußerst geringe Querschnittsdimension den Einfluß der inneren Inhomogenität herabmindert. Bei der Methode der Trennfestigkeitsermittlung wird ebenfalls durch kleine Probenquerschnitte und tiefe Einkerbung der Einfluß der gestaltlichen Inhomogenität ausgeschieden. Die Trennfestigkeit ist damit eine vom Körpereinfluß befreite Materialeigenschaft, während sie den Einfluß der inneren (stofflichen) Inhomogenität als charakteristischen Eigenschaftsbestandteil noch in sich trägt.

Die Eigenschaften der Kristalle sind nach obigen Erörterungen qualitativ von großer Bedeutung für die Vorgänge im Kristallhaufwerk, wenn auch das komplexe Verhalten der Werkstoffe sich in quantitativer Hinsicht aus den Festigkeitselementen der Kristalle nur schwer voraussagen lassen wird.

Hypothesen der elastischen Kontinua.

Es ist ein großer Vorzug der klassisch-methodischen Materialprüfung, daß sie mit methodisch klar definierten, den Beanspruchungsformen der Wirklichkeit angepaßten und leicht ermittelbaren Festigkeitskennziffern die praktische Anwendungsmöglichkeit der Werkstoffe außerordentlich zu steigern vermochte. Gleichzeitig mit diesem Vorzug beherbergt sie aber einen ebenso großen und für die

Digitized by Google

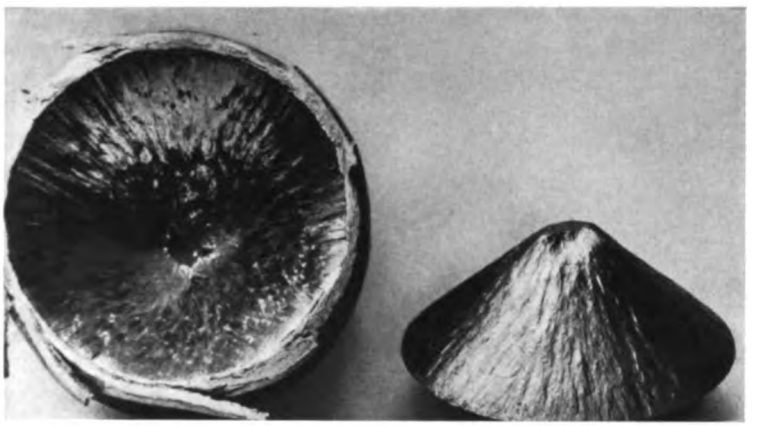
Vervollkommnung der Prüftechnik hinderlichen Nachteil, indem die methodischen Grundlagen nicht gestatten, von einer Beanspruchungsform auf die andere zu schließen, um auch für komplizierte Fälle — die ja heute sowohl hinsichtlich der Konstruktion als auch der Stofflegierung die Regel bilden — Voraussagungen machen zu können. Daher läßt sich eine notwendige Umstellung der prüftechnischen Grundsätze unschwer voraussagen, die zugleich den dauernden und notwendigen Bestrebungen nach brauchbaren Festigkeitshypothesen eine solidere Basis geben könnte.

Die mehr oder weniger anerkannten Festigkeitshypothesen fußen alle darauf, die Werkstoffe als elastische Steigerung allseitig gleichen Zugs eine Zerstörung eintreten muß.

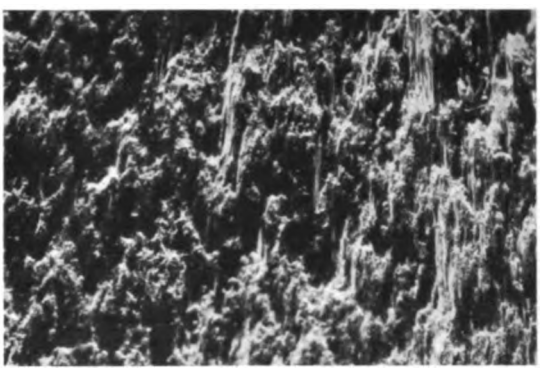
Diese Auffassungsrichtung, welche die Überwindung des Kohäsionswiderstandes ganz unberücksichtigt läßt, hat wohl mit Rücksicht auf die Vormachtstellung der Elastizitätstheorie die meisten Anhänger. Ihr gegenüber steht eine andere Richtung, die mit Rücksicht auf ihre Neuorientierung der Stoffkunde leider noch nicht genügend berücksichtigt wird.

Inhomogenitätshypothese.

Sie geht von den inneren Inhomogenitäten des Stoffes aus und findet in der Griffithschen Bruchtheorie sprö-



v = 1



v = 10

v = 10

Abb. 66. Aufnahmen von banalen Gleitflächen (ungeätzt) nach erfolgtem Zerrüttungsbruch bei Schlag-Druckversuchen an Messingzylindern. Die hellen Kratzer deuten die Richtung der wirksamen Schubspannung in der Trennungsfläche an, während die verschwommene, breitstreifige diagonale Struktur in den vergrößerten Bildern auf den inneren Gleitmechanismus schließen lassen.

Kontinua zu betrachten, deren Haltbarkeit durch einen bestimmten Betrag elastischer Anstrengung begrenzt ist[43, 44, 45, 46, 47, 48]. So hat man die größte elastische Zugbeanspruchung, die größte elastische Dehnung, die größte Hauptspannungsdifferenz, die Quadratsumme der Hauptspannungsdifferenzen u. a. als Materialkonstante für das Versagen verantwortlich gemacht und zum Teil auch angenommen, daß diese Formulierungen ein Naturgesetz ausdrücken, wie im Falle des letztgenannten als konstante elastische Gestaltsänderungsenergie zu deutenden Ausdrucks. Es hat sich aber herausgestellt, daß sie alle keine allgemeine Gültigkeit besitzen und daß es immer Fälle gibt, in denen die eine oder andere Theorie nicht erfüllt wird. Insbesondere wird Druck- und Zugbeanspruchung als gleichwertig angesehen und der Tatsache nicht Rechnung getragen, daß bei genügender der Körper ihren Ausdruck[45, 49, 50, 51]. Nach ihr ist nur die Zugbeanspruchung für die Zerstörung verantwortlich zu machen und wenn ein Körper äußerlich auf Druck beansprucht wird, so tritt die Zerstörung infolge innerer Zugwirkung in den am stärksten gespannten Zonen ein (vgl. Abb. 67). Bei allseitig gleichem Druck wird dieser Vorgang wirkungslos, bei allseitig gleichem Zug tritt Trennung ein. Diese Hypothese ist also umfassender als die vorgenannten. Sie führt aber — und das ist ihr Hauptinhalt — die Festigkeit auf die atomare Kohäsion zurück und erklärt die viel geringere technische (mittlere) Festigkeit damit, daß die aufgewandten Energien sich an einer von Natur gegebenen Stelle, z. B. einem Riß, häufen und dort den Bruch einleiten. Im selben Sinne ist nach Smekal die geringe Festigkeit der Einkristalle auf die Lockerstellen im Atomgitter zurückzuführen[50, 5, 6].

Digitized by Google

Die Griffithsche Theorie ist für die praktische Materialprüfung deshalb nicht geeignet, weil sie den Energieaufwand zum Weiterreißen aus der Oberflächenenergie herleitet und die Kenntnis der Rißlänge voraussetzt. Für das Wesen der Vorgänge ist sie aber von umfassender grundlegender Bedeutung.

Technisches Kohäsionsproblem.

Wir legen uns nun die Frage vor: Wie lassen sich die obigen Auffassungen für die praktische Materialprüfung auswerten und wie gliedert sich hierbei die technische Kohäsion ein?

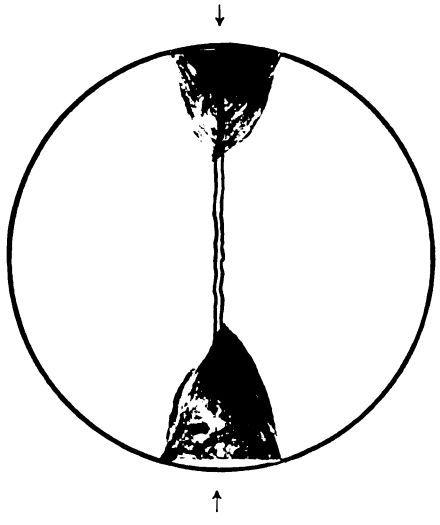


Abb. 67. Zerstörung einer Stahlkugel durch äußeren einachsigen Druck. Es bilden sich Druckkegel aus, welche die Kugel unter Kohäsionsüberwindung auseinandersprengen. Die Trennungsfläche verläuft zum Teil diametral in der äußeren Druckrichtung, zum Teil entlang den zerrütteten Schubflächen (Kegelmantel), die unter dem Einfluß wirksamsten Schubes entstanden sind. Auch die Kegel sind in Fortsetzung der senkrechten Trennungsfläche zur Hälfte aufgespalten. Der Übersicht halber sind nur die Druckkegel durch Lichtbild aufgenommen und die restlichen Kugelteile skizzenmäßig durch Umkreisung angedeutet.

Zunächst wollen wir auf Grund der bisherigen Erkenntnisse klar sondieren: Die Elastizitätstheorie gibt die Möglichkeit, aus der Kenntnis der Dehnung im rein elastischen Gebiet den Spannungszustand zu ermitteln. Für das Versagen ist aber nicht eine begrenzte elastische Anstrengung maßgebend, sondern eine unabhängig von den elastischen Eigenschaften zu ermittelnde stoffliche Widerstandsgröße, die zu den elastizitätstheoretisch zu ermittelnden Spannungszuständen in empirisch-gesetzmäßiger Abhängigkeit stehen kann. Mit anderen Worten: Anspannung und Festigkeit sind ursächlich getrennt zu behandeln. Das Widerstandsgesetz haben wir beispielsweise für das mehrdimensionale Zuggebiet als Hüllkurve ermittelt, es soll für Körper beliebiger Form und Belastung gültig sein.

Weiter machen wir uns das Wesen des Griffithschen Mechanismus zu eigen. Wir nehmen als grundsätzlich an, daß im Beisein von Inhomogenitäten irgendwelcher Art die Energien an eine Stelle geschafft werden (Spannungsspitzen) und dort die Festigkeit überwunden werde. Dieser Mechanismus wirke sich nicht nur zwischen den Atomzeilen aus, sondern sei gültig bis in die grobmakroskopischen Verhältnisse, die wir bei der konstruktiven Einkerbung vorfinden. Wir machen also hinsichtlich des Wesens der Auswirkung keinen Unterschied zwischen feinverteilter innerer (stofflicher) und grober äußerer (konstruktiver oder mechanischer) Inhomogenität (siehe Abb. 15 und 70).

Bei stofflicher Inhomogenität führt Griffith die Festigkeit unter Ausschluß von Plastizität auf die atomare Kohäsion zurück. Davon wollen wir im technischen Sinne absehen. Wir nehmen also die stofflichen Inhomogenitäten als unabwendbar, ja sogar als charakteristisch an und lassen es auch dabei bewenden, daß zu den kristallinen Lockerstellen und Rissen kleinsten Ausmaßes im Smekalschen Sinne[5, 6, 50] noch die Inhomogenitäten der Legierung, der Korngrenzen und sonstige des Herstellungsprozesses hinzukommen, vorausgesetzt, daß sie mikroskopische Kleinheit behalten.

Wie nun die atomare Kohäsion eine Stoffkonstante im physikalischen Sinne ist, so betrachten wir die Festigkeit des technischen Stoffes als technische Stoffkonstante und nennen sie bei Ausschluß von Plastizität als Ausdruck für den technischen Kohäsionswiderstand die „Trennfestigkeit". Auf diesen Grundwert führen wir bei spröden Werkstoffen die Festigkeit eines makroskopisch gekerbten oder eines vielgestaltigen Körpers zurück, so, wie Griffith aus der atomaren Kohäsion die Festigkeit eines spröden, inhomogenen Stoffes herleitet.

Den Griffithschen Gedanken müssen wir aber auf die Plastizität erweitern. Haben wir einen spröden Körper, so gelte nur die Trennfestigkeit als Grundlage. Bei plastischen Stoffen gelte als Grundlage ein je nach dem Spannungszustand veränderlicher Schubwiderstand, welcher bei Kenntnis des Spannungszustandes und der Spannungsverteilung unter der Spannungsspitze wirksam werde, im selben Sinne wie die Trennfestigkeit bei einem spröden Körper oder die atomare Kohäsion im Griffithschen Mechanismus. Die Schubwiderstände ermitteln wir — wie wir wiederholen wollen — an gekerbten Proben von möglichst kleinen Abmessungen unter Eliminierung des Einflusses einer unterschiedlichen Spannungsverteilung. Ihre Gleitwinkel sind dem entwickelten Hüllkurvengesetz zu entnehmen.

Da nach der Griffithschen Bruchhypothese auch bei gedrückten Körpern das Versagen in den gezogenen Zonen eintritt, so würde das im Bereich zwischen reinem Schub und allseitig gleichem Zug gültige Hüllkurvengesetz allen Ansprüchen der Festigkeitsermittlung von Körpern genügen, wenn man von der örtlichen Druckverformung absieht. Tritt bei allseitig gleichem Druck nirgends Zugbeanspruchung in einem Körper auf, so ist er nicht zerstörbar.

Der gesamte Komplex der mit dem Spannungszustand veränderlichen Schubfestigkeit sei im technischen Sinne als Kohäsionsfestigkeit bezeichnet, nicht nur mit Rücksicht darauf, daß die Schubfestigkeit im Grenzfall auf die Trennfestigkeit führt, sondern daß für die Veränderlichkeit der Schubfestigkeit die Spaltfestigkeit der Kristalle mit maßgebend ist.

Schubwiderstandsgesetz.

Wir haben mit der Entwicklung des Schubwiderstandsgesetzes für das Kristallhaufwerk keine neue Festigkeitshypothese aufgestellt, sondern an einem elementaren Körpersystem von schematischem Charakter und unter Ausfüllung eines vollständigen zwischen Grenz-

Digitized by Google

werten liegenden Bereichs die Festigkeit prüftechnisch ermittelt und das Ergebnis mit Rücksicht auf die Allgemeingültigkeit und Anwendbarkeit in Beziehung zum elastischen Spannungszustand funktionell geordnet.

Streng genommen gibt es also hierbei für wechselnde Spannungszustände keine bezogene Festigkeit mehr. Die bekannten Festigkeitshypothesen (außer der von Griffith) führen den dreidimensionalen Spannungszustand (s_1, s_2, s_3) auf den eindimensionalen (s_1; $s_2 = 0$; $s_3 = 0$) zurück, d. h. die bezogene Festigkeit ist die am Zugstab ermittelte. Unter Berücksichtigung der entwickelten Gesetzmäßigkeit der Hüllkurve oder der empirischen Festigkeitsgeraden läßt sich der Begriff der bezogenen Festigkeit wieder einführen und auf den dreidimensionalen gleichen Zustand ($s_1 = s_2 = s_3$) erweitern, d. h. als bezogene Festigkeit tritt bei mehrdimensionaler Zugbeanspruchung zur Festigkeit des Zugstabes die Trennfestigkeit hinzu.

Bei Einteilung des gesamten Gebietes dimensional variierter Beanspruchungsmöglichkeiten nach Abb. 68 in 4 Gruppen, die durch das Verhältnis der kleinsten Hauptspannung s_3 zur größten s_1 gekennzeichnet sind, läßt sich erkennen, daß die Gruppe für den räumlichen Zug bisher nicht untersucht wurde. Die vorliegenden Untersuchungen sollten diese Lücke ausfüllen. Zugleich ist diese Gruppe als die praktisch wichtigste anzusprechen, einmal wegen ihres häufigen Vorkommens, das andere Mal aus der Erkenntnis, daß die Zugbeanspruchung weit gefährlicher ist als die Druckbeanspruchung*. Die Ausfüllung der Felder I bis III mit Kerbversuchen bei gleicher Systematik und einheitlicher Probenform würde sich um so mehr empfehlen, als die unterschiedliche Spannungsverteilung hier weniger oder keine Schwierigkeiten bereitet. Torsionsversuche mit eingekerbten Proben ergaben bisher Werte für die reine Schubfestigkeit, die sich gut als Fortsetzung der Hüllkurve einordnen. Druckversuche mit gekerbten Proben nach Sachs[28] ergaben eine Zunahme der Festigkeit im Kernquerschnitt nach unendlich großen Werten hin für den Grenzzustand.

Man hat die höhere Festigkeit bei allseitigem Druck für die Festigkeitshypothesen nicht berücksichtigt und neigt nach Versuchsergebnissen, die sich in den Bereichen reiner Druck — reiner Schub — reiner Zug (Felder II und III, Abb. 68) abspielen, mehr der Ansicht zu, daß der Schubwiderstand in Parallele zu den Vorgängen am Einkristall im Grunde konstant bleibe und nur durch den Einfluß der mittleren Hauptspannung Abweichungen bis zu etwa 15% erfahre. Nach dem Hüllkurvengesetz ist aber der Schubwiderstand abhängig von der Normalspannung und schon aus diesem Grunde z. B. bei reinem Schub (Torsion) größer als bei Zug (Abb. 34).

Der Einfluß der mittleren Hauptspannung auf den Schubwiderstand wurde von Lode[43, 53] nachgewiesen und von Sachs aus den Eigenschaften einzelner Kristalle abgeleitet[54]. Lode zeigt die Abhängigkeit des Schubwiderstandes (= größte Spannungsdifferenz $s_1 - s_3$) von der mittleren Hauptspannung s_2, deren Größenordnung durch den Wert $-1 \leqq \eta \leqq +1$ ausgedrückt ist. Dabei bedeutet $\eta = -1$, daß $s_2 = s_3$, ferner $\eta = 0$, daß $s_2 = \frac{s_1 + s_3}{2}$, und $\eta = +1$, daß $s_2 = s_1$ ist. Für $\eta = -1$ und $\eta = +1$ erreicht demnach der Durchmesser des zweitgrößten Spannungskreises seinen größten Wert, nämlich $s_1 - s_2 = s_1 - s_3$ bzw. $s_2 - s_3 = s_1 - s_3$, für $\eta = 0$ den kleinstmöglichen Wert $= \frac{s_1 - s_3}{2}$.

Da die Spannungskreise im Zuggebiet liegen, so müßte gegebenenfalls ihr Einfluß nach dem Hüllkurvengesetz eine Verminderung des Schubwiderstandes hervorrufen, und das ist nach den Lodeschen Versuchsergebnissen auch tatsächlich der Fall; denn der Schubwiderstand wurde in den beiden Fällen am kleinsten gefunden, in denen die zweitgrößten Spannungskreise ihre größten Werte erreichen (bei $\eta = \mp 1$).

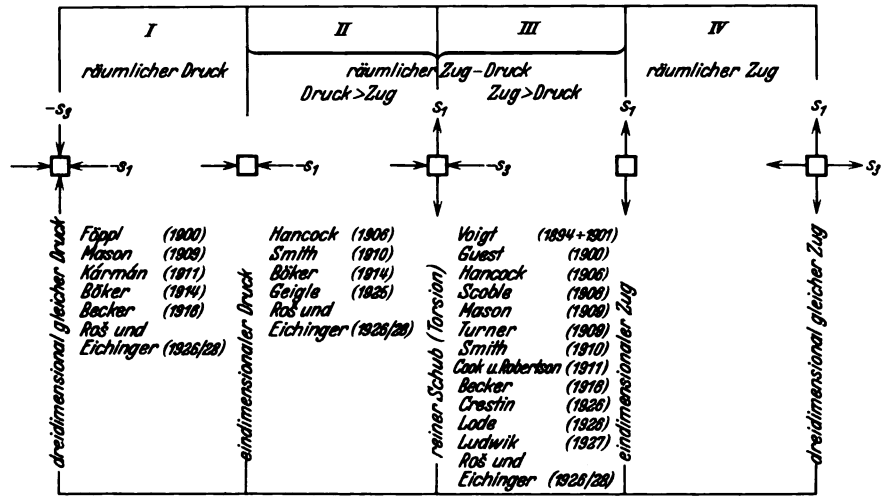


Abb. 68. Einteilung der räumlichen Beanspruchungen und Übersicht wichtiger Forschungen.

Nun ist hinsichtlich der Lodeschen Versuchsdurchführung zu erwähnen, daß mit der Veränderung von η oder s_2 sich auch der eigentliche Spannungszustand (s_1, s_3) verändert, und zwar entspricht er für $\eta = -1$ dem reinen Zug und liegt bei $\eta = 0$ und $\eta = +1$ etwas in Richtung des reinen Schubs. Das würde mit Anwendung des Hüllkurvengesetzes bedeuten, daß in dieser Richtung der Schubwiderstand infolge des größten Spannungskreises zunimmt. Das stimmt mit den Versuchspunkten sehr gut überein, die (nach Abb. 11 bei Lode) bei $\eta = +1$ höher liegen als bei $\eta = -1$. Da Lode eine unveränderliche größte Schubspannung als Bezugsgröße angenommen hat, so ist in seinen Abweichungen von diesem Bezugswert für $\eta > -1$ nicht nur ein Einfluß der mittleren, sondern auch noch der größten Hauptspannung enthalten.

Der Einfluß der mittleren Hauptspannung ist also auf die zusätzliche Einwirkung des zweitgrößten Spannungskreises im Sinne des Hüll-

* Gemeinsam mit A. Krisch durchgeführte Zug-Druckversuche an gekerbten Proben ließen an ihren Verformungsdiagrammen schon hinsichtlich des Fließbeginns die gefährlichere Beanspruchung unter Zug erkennen.

Digitized by Google

kurvengesetzes zurückzuführen. Und folglich wird der Schubwiderstand durch den Einfluß des zweitgrößten Spannungskreises im Zuggebiet verringert, im Druckgebiet vergrößert (Abb. 69). Die Wirkung wird am größten, wenn der zweite Spannungskreis gleich dem ersten, am kleinsten, wenn der zweite Spannungskreis gleich dem dritten ist. Die physikalische Ursache ist in dispersen Aufspaltungen auch infolge der mittleren Hauptspannung zu suchen, welche den Schubwiderstand des Werkstoffs zusätzlich schwächen (S. 46).

Die Hypothese der begrenzten elastischen Gestaltsänderungsenergie, welche im Bereiche der Lodeschen Versuche sich den wirklichen Verhältnissen noch einigermaßen anpaßt, kann, wie schon hervorgehoben wurde, keinen Anspruch auf Allgemeingültigkeit erheben. Wie sehr sie im bisher noch nicht untersuchten Bereich des mehrdimensionalen Zugs von der Wirklichkeit abweicht, illustriert Abb. 44. Die Hypothese vernachlässigt völlig die Existenz des Kohäsionswiderstands und der Inhomogenität der Werkstoffe, die von so einschneidender praktischer Bedeutung sind.

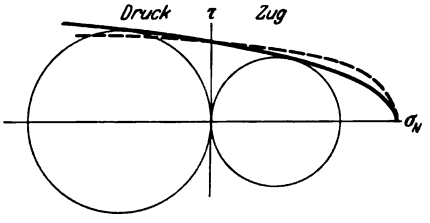


Abb. 69. Schematische Einflußbegrenzung der mittleren Hauptspannung im Verlauf der Hüllkurve.

——— = für $s_2 = s_3$ oder $s_2 = s_1$, Maximum des zweitgrößten Spannungskreises, kleinstmöglicher Schubwiderstand im Zuggebiet. (Kerbzug- und Druckversuche bei kreisrundem Probenquerschnitt.)
– – – = für $s_2 = (s_1 + s_3)/2$, Minimum des zweitgrößten Spannungskreises, größtmöglicher Schubwiderstand im Zuggebiet.

Das Versagen des Werkstoffes auf eine begrenzte elastische Anstrengung zurückzuführen, dürfte nur dann erfolgversprechend sein, wenn eine Verwandtschaft zwischen Elastizität und technischer Kohäsion aufgedeckt wird. Aus dem Ergebnis, daß die Trennfestigkeit doppelt so hoch wie die Zugfestigkeit und die elastische Dehnung im polarsymmetrischen Zustand halb so groß wie im linearen Zustand ist, $\left[\alpha(1-2\mu) = \frac{\alpha}{2}, \text{ für } \mu = 0{,}25\right]$, folgt (unter Vernachlässigung der plastischen Verfestigung im linearen Zustand), daß die Trennfestigkeit bei der gleichen elastischen Dehnung überwunden wird, wie die Zugfestigkeit. Dies ist immerhin ein bemerkenswertes Ergebnis, um so mehr, als sich der Schubwiderstand als gänzlich veränderlich erwiesen hat und im polarsymmetrischen Zustand = 0 wird.

Im Gegensatz zur alten Dehnungshypothese von St. Venant, die Zug- und Druckspannung als gleich wirksam annimmt, wäre dann in Anlehnung an Griffith die Bruchgefahr nur durch die Zugdehnung bestimmt.

Praktisch ist die Auswertung dieses Ergebnisses allerdings noch eingeengt, einmal durch die hinzutretende Komplikation der Kaltverformung, dann hinsichtlich der nie zugleich quantitativ und stofflich in eindeutiger Weise zu definierenden Streckgrenze. Immerhin bedeutet diese Erkenntnis vielleicht doch einen physikalischen Zusammenhang zwischen Kohäsion und elastischer Anspannung, eine Brücke, die der allgemeinen Nutzanwendung allerdings vorläufig infolge der konventionellen Festlegung der Festigkeitsbegriffe noch verschlossen bleibt.

b) Werkstoff.

Das Kohäsionsproblem wurde in den vorangehenden Abschnitten dahin erläutert, daß Einflüsse mikroskopischer und makroskopischer Inhomogenität auf die Festigkeit wesensgleich sind. Beide haben eine Verringerung der mittleren Festigkeit zur Folge. Diese Folgewirkung ist klar und eindeutig. Die Herabsetzung der Festigkeit vom Werte der atomaren auf die technische Kohäsion ist die Folgeerscheinung innerer Inhomogenität. Die weitere Herabsetzung der technischen Kohäsion auf die Störungswerte ist auf eine makroskopische Inhomogenität (Kerbung) zurückzuführen. Auf sie läßt sich in der Praxis Rücksicht nehmen, wenn die Spannungsspitzen unter gegebenen Verhältnissen bekannt sind.

Plastizität.

Nicht so einfach liegen die Dinge hinsichtlich der Verformungsfähigkeit der Werkstoffe. Obgleich in Wirklichkeit auch hier die Inhomogenität stets eine Herabsetzung des gesamten Dehnungsvermögens zur Folge hat, so täuscht doch die methodisch-begriffliche Festlegung der Dehnungsfähigkeit als mittlere Verlängerung des Probestabes unter Einschluß der Bruchstelle darüber hinweg, indem unter dem Einfluß der Inhomogenität dieser mittlere lineare Dehnungswert sogar vergrößert erscheint. So wird mit dem methodischen Dehnungsbegriff eine fälschliche Beurteilung der Werkstoffe hervorgerufen.

Aus den Untersuchungen über die plastischen Verformungsverhältnisse bei Einkerbungen (S. 25) ging nämlich hervor, daß die Gesamtverformungsfähigkeit mit zunehmender Kerbwirkung (also makroskopischer Inhomogenität) abnimmt, daß aber der Anteil der Verformung, welcher vor der Höchstlast auftritt, auf Kosten des Anteils nach Eintritt der Höchstlast zunimmt. Die Übertragung dieses Vorganges auf die innere (mikroskopische) Inhomogenität würde erklären, daß Legierungen mit ausgeprägt inhomogenem Charakter eine verhältnismäßig große Gleichmaßdehnung, aber keine Einschnürdehnung besitzen. Die verstreut liegenden, weniger widerstandsfähigen Stellen rufen Spannungsspitzen hervor. Während nun der Gesamtquerschnitt die Höchstlastbedingung noch nicht erfüllt hat, mögen die Verformungen unter den Spannungsspitzen schon viel weiter vorgeschritten sein, sagen wir bis zu einem Grad, welcher beim homogenen Stoff schon Einschnürung hervorgerufen haben würde. Es würden dann wegen ihrer Vielheit und feinen Verteilung diese vorgeschrittenen Verformungen äußerlich als gleichmäßige Dehnung in Erscheinung treten. Ein solcher Werkstoff zeigt dann unter Beibehaltung seiner zylindrischen Form feinverteilte Anrisse (Abb. 70) ohne einen örtlichen Fließkegel ausbilden zu können.

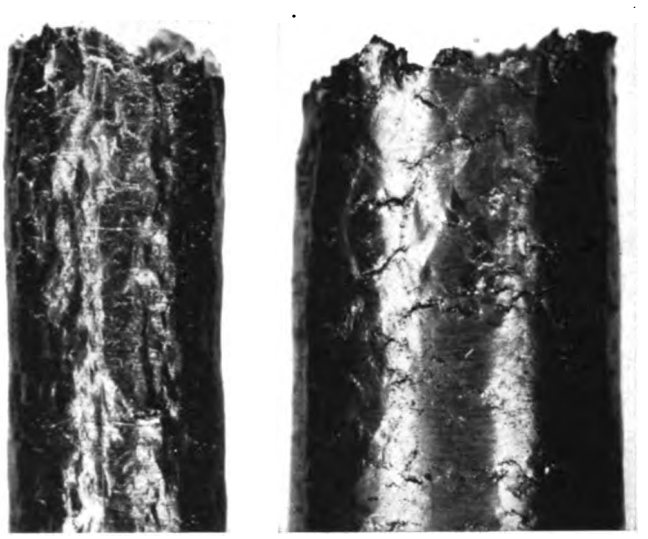
Digitized by Google

Diese Erklärung ließe sich nicht folgerichtig durchführen, wenn man — wie es allenthalben geschieht — der Höchstlastbedingung nur eine rein mathematische Bedeutung beimessen wollte und ihr Eintreten lediglich an die geometrische Entstehung eines Fließkegels bindet. Die Ermittlungsmöglichkeit der Trennfestigkeit erlaubte aber die Feststellung, daß mit Überschreiten des Lastenmaximums eine Zerrüttung und Trennfestigkeitsabnahme überhandgenommen hat[11]. Das Lastenmaximum hat mithin für den homogenen Zustand eine unmittelbare physikalische Bedeutung und die physikalische Bedingung für die Höchstlast könnte auch ohne die Begleiterscheinung des Fließkegels erfüllt sein, wenn nämlich die Zerrüttung an allen Querschnitten des Stabes genau gleichzeitig einsetzen würde. Dies ist aber erfahrungsgemäß meist unwahrscheinlich. Nur bei dem Werkstoff Zink, welcher häufig bei einem ungewöhnlich langgestreckten Fließkegel einen Abfall der effektiven Zugkurve nach Überschreiten der Höchstlast zeigt[55], wird dieser Fall angenähert erreicht. Ähnlich verhalten sich die meisten, bei hohen Temperaturen geprüften Werkstoffe.

Jedenfalls folgt hieraus, daß bei Vorhandensein innerer Inhomogenität das Lastenmaximum nicht mehr eine Abgrenzung zwischen Verfestigungsdehnung und Zerrüttungsdehnung zuläßt und daß die damit behafteten Werkstoffe die Gleichmaßdehnung auf Kosten der Einschnürung vergrößern. Wie dann mit der methodischen linearen Dehnungsmessung der Verlust an Einschnürung quantitativ vernachlässigt wird, zeigt am besten ein Zahlenbeispiel: Eine Dehnung δ_{10} (Meßlänge = 10fachem Dmr.) von 12% könnte, beim Fehlen einer Einschnürung, einer Gleichmaßdehnung von 12% oder auch einer Einschnürung von 80% Querschnittsverminderung bei einer Gleichmaßdehnung von 0% entsprechen. Dieser Grad der Einschnürung ergäbe aber eine lineare Verlängerung[11] des meistgedehnten Werkstoffteilchens von 500% gegenüber 12% im ersten Falle. Dieses durchaus der Wirklichkeit angepaßte Beispiel zeigt nur zu deutlich, welche außergewöhnliche Fehlbeurteilung die eingebürgerte methodische Dehnungsmessung zuläßt. Leider haben wiederholte Hinweise auf diesen Mißstand[7, 11, 15] noch wenig Beachtung in der Öffentlichkeit gefunden und auch die neuesten Veröffentlichungen über Untersuchungen neuer Werkstoffe lassen immer noch die Angabe der Gleichmaßdehnung neben der Einschnürung vermissen.

Vermutlich beschreitet auch die Erzeugerindustrie seit Jahren einen irrigen Weg, indem sie unter Überbewertung einer großen linearen Bruchdehnung die Verformungsfähigkeit der Werkstoffe in unzweckmäßiger Richtung beeinflußt. Große Einschnürung, kleine Gleichmaßdehnung ist aber die Vorbedingung für die erstrebte statische Zähigkeit.

Ein natürliches Verhältnis zwischen Gleichmaßdehnung und Einschnürung ergeben reine Metalle. Es läßt sich also mit deren Hilfe eine ungefähre normale Grenzlinie nach Abb. 71 zeichnen. Sie hat die praktische Bedeutung, daß alle Stoffe, die oberhalb der Grenzlinie liegen, sich statisch kerbspröder verhalten als die darunterliegenden. So zeigte z. B. Kupfer Cu I von einer linearen Dehnung $\delta_{10} = 50\%$ ein kerbsprödes Verhalten (vgl. auch Abb. 25, 59, 72), während ein vorgereckter Stahl (R') mit nur mehr $\delta_{10} = 0{,}6\%$ keine Festigkeitsverminderung bei Einkerbungen aufwies (vgl. auch Abb. 9). Der gleiche Stahl im ungereckten Zustande (R) erwies sich bei $\delta_{10} = 10\%$ als völlig kerbempfindlich (Abb. 8), während anderseits das erwähnte Kupfer nach Vorrecken bis zur Höchstlast Cu'I wieder statisch kerbsicher wurde (Abb. 25). Dies Ergebnis ist mit Rücksicht auf die geläufige Anschauung unerwartet, und man sieht daraus, daß der Wert der absoluten Größe der Verformung, Gleichmaßdehnung oder Einschnürung hinter demjenigen eines gesunden Verhältnisses beider Dehnungsformen zurücktritt. Und dieses Verhältnis ist beim geglühten Werkstoff ein Ausdruck für seine Homogenität.



$r = 2$ $r = 2$

Abb. 70. Feinverteilte Anrisse an Zugstäben aus Bronze als Beispiel stofflicher Inhomogenität. Prüftechnische Kennzeichen: Keine örtliche Einschnürung, häufige große gleichmäßige Dehnung (z. B. linker Stab über 20%). Die große Dehnung ist vorgetäuscht, da sie als Summe feinverteilter Einschnürungen anzusehen ist. (Warnendes Beispiel für die grundsätzliche Bewertung der „großen" Dehnung. Solche Werkstoffe verhalten sich bei künstlicher Einkerbung unter großer Festigkeitsminderung äußerst spröde.)

Chrom-Nickelstähle sind als kerbsicher bekannt. Die Dehnungswerte einiger solcher Stähle (entnommen aus dem Werkstoffhandbuch[56] (H 11, S. 3, Stahl VCN 15) in Abb. 71 eingetragen, ergeben daher auch die günstige Lage unterhalb der Grenzkurve.

Unlegierte Kohlenstoffstähle von den Festigkeiten 70 bis 34 liegen etwas oberhalb, wenn man die im Werkstoffhandbuch (G 1, S. 5 u. 6) angegebenen geringsten Einschnürwerte zugrunde legt. Nach den DIN-Werkstoffnormen werden aber Einschnürmaße nicht zur Bedingung gemacht. Ein Verbraucher würde mit Rücksicht auf die in der Abb. 71 gegebene Eingruppierung in eine prekäre Lage geraten: Der Werkstoff würde sich kerbsicherer bei geringerer linearer Dehnung verhalten, die ihm die DIN-Normen verbieten. Eine größere Dehnung wäre zwar vorschriftsmäßig erwünscht, aber mit einer Zunahme der Kerbunsicherheit verbunden.

Ein aus gebrochenen Verbindungsbolzen eines Kraftfahrzeuges entnommener Stahl von 60 bis 64 Festigkeit

Digitized by Google

ergab Dehnungswerte, die den DIN-Normen genügten. Mit seiner Eintragung in die Abb. 71 wäre er als kerbunsicher zu beurteilen (Punkt *10*). Beim Zugversuch zeigte sich dann auch, daß die Proben in den sehr feinen Teilmarken mit geringerer Einschnürung rissen.

Die Vorgänge des plastischen Gleitmechanismus im Vielkristall unter dem Einfluß des ungleichmäßigen und räumlichen Kraftflusses geben den Betrachtungen über den Wert der Metallverformung ein ganz anderes Gepräge. Nicht der Stoff ist nach der Verformung zu beurteilen, sondern die Verformung nach dem Stoff. Aus dem Grundsatz, den Werkstoff wegen der Vielheit seiner Kristalle als Quasihomogen zu betrachten, folgte das, wenigstens im mechanischen Sinne herkömmliche Recht, die Verformung als eindeutigen Vorgang aufzufassen. Die kristalline Inhomogenität erzeugt aber, fein verteilt im Stoffinnern, einen solchen Grad von Spitzenbeanspruchungen, daß die daraus resultierende Summe der Verformungen wohl scheinbar als „gute" Dehnfähigkeit zutage tritt, in Wirklichkeit aber eine Aufzehrung der

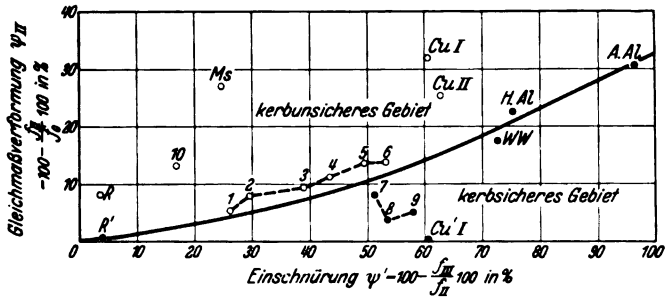


Abb. 71. Grenzkurve einer gesunden Verteilung von gleichmäßiger Verformung und Einschnürung zur Beurteilung der Werkstoffe nach ihrer statischen Kerbsicherheit.

Werkstoffe: *R* = Stahl R, 0,7% C; *R'* dsgl. gereckt; *Ms* = Messing 58, geglüht; *Cu I* und *Cu II* = Kupfer geglüht; *Cu'I* = desgl. gereckt; *H.Al.* = Handelsaluminium, geglüht, 98%; *A.Al.* = Amerik. Aluminium, geglüht, 99,9%; *WW* = Kruppsches Weicheisen, geglüht; *1* bis *6* = unlegierte Kohlenstoffstähle (St. 70, St. 60, St. 50, St. 44, St. 37, St. 34) nach DIN; *7* bis *9* = Chromnickelstahl VCN 15 nach DIN (geglüht, hart vergütet, zäh vergütet); *10* = Stahl von 60—64 kg/mm² Festigkeit, entnommen aus einem im Betrieb gebrochenem Bolzen.

Verformungsreserven bedeutet — große Gleichmaßdehnung, geringe Einschnürung! (Abb. 70.) Für diese Vorgänge ist der Kerbversuch das Symbol, ebenso wie für die homogene Beanspruchung der Zugversuch als Symbol gilt. Die Austarierung der Wirkungen von Bestandteilen hoher Festigkeit in der Legierung mit den Nachteilen großer Inhomogenisierung ist ein Prüfungsziel, das mit der Trennfestigkeit eng verbunden ist.

Das mit der Inhomogenität ursächlich zusammenhängende „Einreißen", d. h. die zeitlich nacheinander erfolgende Lösung der Materialbindungen und die damit verbundene Festigkeitsminderung spielt in der Praxis eine bedeutende Rolle (Abb. 15 u. 70). Daher ist neben der Ermittlung der ideellen Trennfestigkeit auch die Feststellung dieser Festigkeitsminderung nach einheitlicher Norm von Wert für die Beurteilung des Werkstoffes und seines Verhaltens in der Konstruktion.

Statische Festigkeit.

Die prüftechnische Kontrolle darüber, ob ein Werkstoff statisch kerbempfindlich ist, läßt sich neben der richtigen Auswertung der Dehnung auch mittels der Kerbzugprobe ausführen (Kerbempfindlichkeitsprüfung). Hierbei wird nach S. 56 der gestörte Wert mit dem ungestörten Sollwert verglichen. Man könnte mit anderen beliebigen oder gebräuchlichen Kerbprobenformen sich ebenfalls ein Urteil über die Kerbsprödigkeit bilden, jedoch liegt der Vorteil des hier geschilderten Verfahrens darin, daß man mit Hilfe der Trennfestigkeit den Sollwert der ungestörten Festigkeit kennt und infolgedessen auch dann noch einen Maßstab für die statische Kerbsprödigkeit besitzt, wenn die gekerbte Probe mehr hält als die ungekerbte. Gewöhnlich pflegt man ja von einer statischen Kerbsprödigkeit nur dann zu sprechen, wenn die Festigkeit der gekerbten Probe im Vergleich zur ungekerbten abgenommen hat.

Für die Anwendung der Kerb-Zug-Probe spricht die gleichmäßige Sicherheit ihrer Ergebnisse (S. 40). Ihre methodischen Streuungen sind viel geringer als bei den anderen üblichen Prüfverfahren, z. B. bei der Streckgrenzen- und Festigkeitsermittlung am Zugstabe. Es erscheint wie ein Widerspruch in sich, daß die Ermittlung der Störungswerte völlig störungslos vor sich geht; das erklärt sich daraus, daß die Methode störungsfrei ist, die Störung selbst aber eine Materialeigenschaft darstellt.

Einer Methodisierung dieser Eigenschaft dürfte daher eine ganz besondere Bedeutung zukommen. Ist sie doch eine häufige Beigabe anderer Prüfmethoden, z. B. der Kerbschlag-Biege-Probe oder des Dauer-Schwingungsversuchs mit gekerbten Proben. Es dürfte sich bei solchen komplexen Beanspruchungen schwer auseinanderhalten lassen, wieviel Anteil die räumliche Beanspruchung für sich oder die Störung durch Inhomogenität an der Festigkeit haben. Ehe man die Kerbempfindlichkeit der Werkstoffe nicht von ihrer Festigkeit bei mehrdimensionaler Beanspruchung zu scheiden vermag, werden komplexe Prüfkennziffern nie völlig aufschlußreich sein können. Ebenso geht es mit der „Kerbziffer", die man neuerdings dadurch ermittelt, daß man die Schwingungsfestigkeit einer gekerbten Probe mit derjenigen einer ungekerbten in Beziehung bringt. Dies Verfahren kann zu sehr irrigen Vorstellungen über den Werkstoff führen. Es wurde schon auf S. 28 gezeigt, wie die Schwingungsfestigkeit in der Kerbe größer als außerhalb derselben ausfallen kann. Abgesehen von einem spitzen Kerbwinkel und geringer Kerbtiefe ist für diesen Fall ein störungsfreier Werkstoff und eine größere Trennfestigkeit als die doppelte Zugfestigkeit erforderlich.

Bei einem zu Störungen neigenden Werkstoff wächst die Störung nach einer mittleren Einkerbtiefe hin mit der Größe des Querschnittes und der Einkerbungsschärfe und ist die Folge der unterschiedlichen Spannungsverteilung. Ihre Behandlung gehört daher in das Gebiet der Konstruktion. Die Kerbempfindlichkeitsprobe soll bei einheitlicher Probenform dazu dienen, eine Maßzahl für die Störungsneigung des Werkstoffs abzugeben. Ihre Anwendung auf die Gestaltung wird im folgenden Kapitel behandelt.

Der ungestörte Sollwert ist der eigentliche Gütewert des Werkstoffes. Er ergibt sich bei räumlicher Zugbeanspruchung aus dem funktionalen Verlauf der Festigkeit nach der Trennfestigkeit hin (geradliniges Gesetz—

Digitized by Google

Hüllkurve). Aber auch der Zahlenwert der Trennfestigkeit unterliegt einem bestimmten Gesetz.

Im geglühten Zustand muß, entsprechend der Ableitung auf S. 27, $s_T/\sigma_B = 2$ sein. Mit dem Grad der Kaltreckung nimmt der Quotient zu. Mit einiger Sicherheit kann auch für sehr wenig dehnfähige Stoffe die relative Trennfestigkeit $s_T/\sigma_B = 2$ angenommen werden, nur gelingt es nicht, sie mit der auf S. 40 angegebenen Methode störungsfrei zu ermitteln (z. B. Messing in Abb. 25). Die Unvermeidlichkeit der durch die Inhomogenität hervorgerufenen Störung umfaßt bei ganz spröden Werkstoffen — wie es an Gußeisen nachgewiesen wurde — schließlich auch den kerblosen Zugstab (Abb. 25). Bei diesen Stoffen erreicht dann selbst der Zugstab kein Lastenmaximum. Alle Festigkeitswerte, die diese Werkstoffe ergeben, sind von vornherein gestört. Während also die, auf den Soll- oder Idealwert bezogene Störung um so größer ausfällt, je spröder der Werkstoff ist (Abb. 14), erscheint sie, bezogen auf die lineare Zugfestigkeit, zu gering, weil diese selbst gestört ist[57, 58, 59].

Die Größe der relativen Trennfestigkeit, also der Quotient s_T/σ_B bildet mithin für den Werkstoff ein kritisches Merkmal dafür, ob er kaltgereckt ist.

Nicht immer stellen sich legierte Werkstoffe — die häufig in Verbindung mit ihrer Vergütung eine Kaltreckung in sich bergen — nach dem Ausglühen auf die Trennfestigkeit $2\sigma_B$ ein. Die Mehrheit der Bestandteile, die bei ein und derselben Glühtemperatur nicht zugleich ins Gleichgewicht zu bringen sind, dürfte die Ursache dafür sein. Dieser Fragenkomplex ist noch zu durchforschen. Jedenfalls bleibt auch in diesem Falle die Veränderlichkeit der relativen Trennfestigkeit ein Kriterium für die Glühwirkung.

Die Zunahme der Trennfestigkeit durch die Kaltverformung erfolgt aber nur in deren erstem Stadium. Bei stärkerer Verformung (jenseits des Lastenmaximums beim Zugversuch) tritt, wie schon an anderer Stelle begründet, die Zerrüttung (Ermüdung) hervor. Bei der Dauerschwingungsbeanspruchung wird die Zerrüttung nicht durch die Größe der Verformung, sondern die dauernde Wiederholung einer kleinen Verformung hervorgerufen (S. 18, 46, 44).

Die auch theoretisch begründete Erkenntnis des funktionalen sowie einfachen zahlenmäßigen Zusammenhanges zwischen Gleit- und Trennfestigkeit bildet den neuesten Fortschritt der Kohäsionsforschung und die Bedeutung des Kerb-Zug-Versuchs liegt daher darin, entweder aus einer Zunahme der relativen Trennfestigkeit gegenüber diesem zahlenmäßigen Verhältnis auf eine Kaltverformung und bei Verringerung auf eine Zerrüttung zu schließen oder bei verringerter (gestörter) Kerb-Zug-Festigkeit die Neigung der Werkstoffe zur statischen Kerbsprödigkeit festzustellen.

Schlag- und Dauerfestigkeit.

Hinsichtlich der Kräfte unterscheidet sich die Schlagbeanspruchung von der statischen nur dadurch, daß der plastische Gleitwiderstand zunimmt. Daher ergaben Schlag-Zug-Versuche von Fuchs, Körber und Sack, Mailänder, zwar höhere Festigkeit, aber keine wesentlich veränderte Verformungsfähigkeit. Hier interessiert die Schlagwirkung bei mehrdimensionaler Beanspruchung, also bei Einkerbungen.

Daß bei Einkerbungen schon aus rein geometrischen Gründen sich die Verformung auf eine eng begrenzte Stelle konzentriert und damit die zur Zerstörung notwendige Schlagarbeit herabsetzt, ist bekannt und selbstverständlich. Man kann dieser Gefahr auch nur mit gestaltenden Mitteln, z. B. der Entlastungskerbe entgegenwirken[60]. Aber innerhalb dieser schwer zu umgehenden ungünstigen Auswirkung der Kerbe unter Schlagbeanspruchung verhalten sich die einzelnen Werkstoffe doch noch so verschieden, daß auch eine stoffliche Behandlung des Schlagproblems am Platze ist.

Es wird bei der Kerb-Schlag-Beanspruchung eine Überdeckung der dynamischen Erhöhung des Gleitwiderstandes mit einer Festigkeitszunahme infolge mehrdimensionaler Beanspruchung und mit einer Festigkeitsminderung infolge ungleichmäßiger Spannungsverteilung stattfinden. Es liegt kein Anlaß vor, bei dynamischer

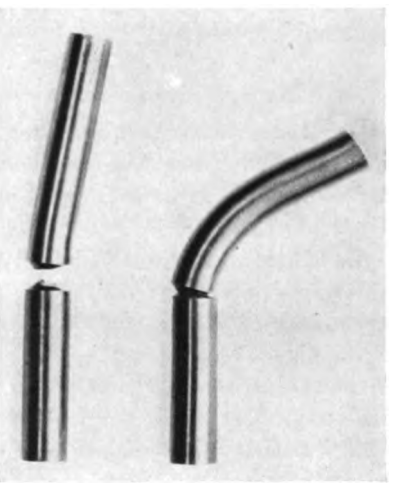


Abb. 72. Kerbschlagbiegeproben mit eingedrehtem Spitzkerb, geschlagen bei einseitiger Einspannung mit einem 4 mkg-Pendelhammer.
Links: Kupfersorte Cu I
Rechts: „ Cu II
vgl. Abb. 71 und 59.

Beanspruchung sich den Zerstörungsvorgang anders vorzustellen als er nach Abb. 18 geschildert wurde, nämlich ein Vorwegeilen der Verformung unter den Spannungsspitzen anzunehmen. Aber die bei diesem Vorgang festgestellte günstige Einwirkung einer geringen gleichmäßigen Dehnung auf die volle Ausnützung der Festigkeit wird hier zum Verhängnis. Beim Schlag-Kerb-Versuch wird die an sich hohe räumliche Festigkeit durch die dynamische Überhöhung bis zur Trennfestigkeit gesteigert, wodurch unter der Spannungsspitze ein verfrühter Anbruch entsteht (Tieflage der Kerbzähigkeit). Dieser Vorgang wird schon durch geringe Reckung ganz besonders begünstigt[4] und die Kerbzähigkeit sinkt dabei erheblich herab.

Daß aber die bei statischer Beanspruchung des ungereckten Werkstoffes auftretende Neigung zur Störung auch beim Schlagversuch eine große Rolle spielt, zeigt Abb. 72. Hier war, wie die große Verformung der einen geschlagenen Kupferprobe (Cu II) zeigt, die Trennfestigkeit unter der Spannungsspitze noch nicht erreicht worden. Die geringere Kerbzähigkeit der anderen Kupfersorte (Cu I) ist auf den hohen statischen Störungsgrad

Digitized by Google

zurückzuführen, welcher mit der Kerbzugprobe ermittelt wurde (Abb. 25, 59, 71).

Die Erklärung der Schlagwirkung mit Hilfe der Trennfestigkeit ist vorläufig noch problematischer Natur[34, 61], sie muß durch systematische Versuchsreihen belegt und praktisch ausgewertet werden. Es ist nicht aussichtslos, daß eine Aufklärung in dieser Richtung die Kerb-Schlag-Probe entbehrlich macht, von welcher ja nur sehr unsicher auf das Verhalten des Werkstücks geschlossen werden kann.

Schlag und Ermüdung sind Beanspruchungsformen, die auf Zerstörung gerichtet sind, daher gewinnt für sie die Trennfestigkeit ganz besonders an Bedeutung. Vornehmlich für die so kostspielige und zeitraubende Ermüdungsprüfung ist es eine wirtschaftliche Notwendigkeit mit einfacheren Mitteln zum Ziele zu gelangen. Da eine Ermüdungswirkung mit Hilfe der Trennfestigkeit schon beim statischen Versuch feststellbar ist[11], so ist ein Ersatz der Dauerbeanspruchung durch den billigeren Trennfestigkeitsversuch sehr aussichtsreich[62]. Dieses Problem wurde im Abschnitt 9 behandelt.

Begriffsdeutung.

Zum Abschluß der Betrachtungen über den Werkstoff sollen seine wichtigsten Eigenschaften einer zusammenfassenden Deutung im Sinne der Kohäsionslehre unterzogen werden.

Um sich die Plastizität des technischen Werkstoffes zu erklären, lassen sich die physikalischen Vorstellungen über das Atomgitter nicht umgehen. Das Gleiten wäre nach Abb. 73a eine Verschiebung in den Atomzeilen, wobei in jeder neuen Ruhelage Gitterabstand und Gitterordnung erhalten geblieben sind, das Trennen oder Spalten nach Abb. 73b eine Entfernung des Zeilenabstands.

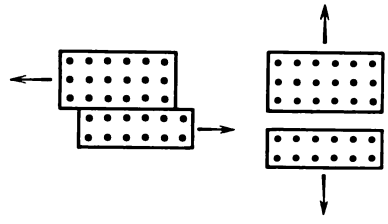


Abb. 73a und b. Schematische Darstellung des Unterschiedes von Gleiten und Trennen zwischen den Atomzeilen.

Diese Vorstellung verwirklicht sich nun nicht in so idealer Weise. Durch das Auftreten verschieden gerichteter Gleitebenen tritt bei fortschreitender Verformung eine Erschwerung des Gleitens durch eine Gleitebenenblockierung ein, zu welcher beim technischen Werkstoff noch eine solche durch die verschiedene Orientierung aneinanderstoßender Kristallite, durch die Korngrenzen und die verschiedenen Legierungsbestandteile hinzutritt. Ferner haben wir uns die Anschauung zu eigen gemacht, daß im Konglomerat die Verformung von verstreuten Aufspaltungen begleitet sein muß, die eine nebenherlaufende, sich steigernde Zerrüttung des Materialzusammenhanges erzeugen.

Es läßt sich daher dem Wesen nach der zeitlich erste Teil der Verformung als Verfestigungsdehnung, der zweite als Zerrüttungsdehnung bezeichnen. Eine exakte quantitative Abgrenzung beider Begriffe ist nicht möglich. Aber im homogenen Stoff- wie Gestaltszustand decken sich beide Begriffe praktisch sehr gut mit der beim Zugversuch vor und nach dem Lastenmaximum auftretenden Verformung also mit Gleichmaßdehnung bzw. Einschnürung. Im inhomogenen Zustand bildet das Lastenmaximum keine gegenseitige Abgrenzung mehr. Es tritt bei vorgetäuschter großer Gleichmaßdehnung die Zerrüttungsdehnung schon vor dem Lastenmaximum auf und im extremen Fall gibt es kein Lastenmaximum mehr, wenn die Zerrüttung schon den Bruch verursacht hat (S. 53).

Dieser extreme Fall führt auf den Begriff Sprödigkeit. Er ist mithin durch Inhomogenität gegeben, wobei die vorzeitige örtliche Zerrüttung in den Spannungsspitzen die Ausbildung der Verformungsfähigkeit einschränkt. Ist die Inhomogenität stofflicher Natur, so kann man von einer Materialsprödigkeit sprechen. Bei gestaltlicher Inhomogenität kann bei einem dehnfähigen Stoff eine Gestaltssprödigkeit eintreten, die wir quantitativ mit den Störungswerten zu erfassen suchten.

Das Gleiten nach Abb. 73a erfolgt energielos, da die aufgebrachte Energie zur Entfernung der Atome um einen halben Gitterabstand bei der Wiederanziehung und Annäherung während des zweiten halben Gitterweges wieder frei wird. Da homogene Kristalle nun äußerst geringe Kräfte zum Gleiten brauchen, so ließe es sich vorstellen, daß das Verschieben der einzelnen Atome zeitlich nacheinander vor sich geht und die freiwerdende Energie jedes einzelnen Atoms zur Weiterverschiebung des benachbarten Atoms verwertet wird. Diese Vorstellung ist natürlich nur möglich, wenn die Atomabstände in der Gleitrichtung, wie in der Abb. 73 skizziert, gleich sind. Sobald dieser Rhythmus unterbrochen ist, wächst der Gleitwiderstand. Schon Mischkristalle von Legierungen ergeben nach Sachs und Weerts[63, 64] eine höhere Streckgrenze, und zwar eine um so höhere, je ungeordneter die Atomordnung ist. Fügen sich Kristalle zu einem Haufwerk zusammen, so ist das Gleiten in einer bevorzugten Gleitrichtung an die Mitverformung des Nachbarkristalls und mit Wahrscheinlichkeit bei diesem in einer nicht bevorzugten, also ungeordneten Richtung gebunden. Es werden also im Vielkristall nicht nur die bevorzugten Gleitflächen, sondern auch widerstandsfähigere Gleitrichtungen für den Widerstand mobilisiert. Die Unordnung in der Gleitrichtung ist — wenn man von der Temperatur und der Belastungsgeschwindigkeit absieht — maßgebend für die Festigkeit. Sie wird beim Werkstoff verursacht durch die ungeordnete Vielheit der Kristalle, durch deren Verschiedenheit insbesondere bei heterogenen Legierungen und durch Gleitflächenblockierungen nach erfolgter Kaltverformung.

Aus dieser Betrachtung folgt, daß die Streckgrenze reiner Metalle tief liegen muß, weil die Einflüsse der Blockierung und Legierung fortfallen. Die hohe Streckgrenze von Legierungen tritt häufig sehr ausgeprägt in Erscheinung, weil ein spröderer Legierungsbestandteil sehr plötzlich, sei es durch Gleiten oder Aufspalten, nachgibt[30] (S. 46).

Digitized by Google

Die mit der Legierung verbundene Festigkeitserhöhung wird von einer Festigkeitsminderung — hervorgerufen durch die innere (stoffliche) Inhomogenität — überdeckt, die schon im elastischen Grenzgebiet die Herabsetzung der Elastizitätsgrenze oder die elastische Hysterese hervorrufen möge und begründet ist in vorzeitigen örtlichen Überbeanspruchungen (Spannungsspitzen).

Die äußere (gestaltliche) Inhomogenität erzeugt aus gleicher Ursache eine Minderung der mittleren (technischen) Festigkeit und sie wirkt sich bei Stoffen mit innerer Inhomogenität verstärkt aus (S. 51).

Die gestaltliche Inhomogenität ist eine Begleiterscheinung unstetiger Form, die auch einen mehrachsigen Spannungszustand hervorruft, welcher im veränderlichen Sinne auf den Schubwiderstand einwirkt. Im Verlauf vom eindimensionalen Zug zur polarsymmetrischen Zugbeanspruchung vermindert sich der Schubwiderstand bis auf den Wert null, während die Zugfestigkeit in Richtung der größten Hauptspannung bis auf die Trennfestigkeit ansteigt (Abb. 34 und 44). Diese Gesetzmäßigkeit gilt unter der Voraussetzung, daß die stoffliche Inhomogenität erhalten geblieben, die gestaltliche Inhomogenität aber wirkungslos geworden ist. Die Trennfestigkeit ist daher eine von Körpereinfluß befreite Materialeigenschaft (S. 48).

Schon beim Gleiten treten im Werkstoff innere Aufspaltungen auf, die als Zerrüttung oder Ermüdung gewertet werden können. Fällt im polarsymmetrischen Spannungszustand banale Gleitrichtung und Richtung der Spaltflächen zusammen, so tritt eine Trennung im Körper unter der Trennfestigkeit ein. Durch Gleiten vorermüdete Stoffe haben dann folgerichtig eine verringerte Trennfestigkeit[75, 11], durch Gleiten verfestigte Stoffe eine gehobene Trennfestigkeit[8, 11] (S. 46).

Die Ermüdung ist der statischen und dauernden Beanspruchung eigen. Bei (statischer) einmaliger plastischer Beanspruchung in einer Richtung ändert sich infolge der Verformung und plastischen Gestaltsänderung die Gleitrichtung im Werkstoff, so daß immer neue Gleitwiderstände mobilisiert werden, daher ist hier die Ermüdung mit hoher Festigkeit verbunden. Beim Dauerschwingungsversuch wird infolge der Geringfügigkeit der Verformung der Werkstoff in bleibender Gleitrichtung dauernd beansprucht, daher ist die Ermüdung schon unter geringer Belastung groß.

Unter Schlagwirkung erhöht sich der Gleitwiderstand. Die Gefahr liegt darin, daß durch diese Erhöhung die Trennfestigkeit bei geringer Verformung überwunden wird. Die Schlagarbeit ist dann gering. Diese stoffliche Wirkung tritt zu der rein gestaltlichen hinzu, daß bei Kerbungen das verformte Volumen an sich gering ist.

Die Kaltreckung bewirkt ebenfalls eine Erhöhung des Gleitwiderstandes. Im Zusammenwirken mit der Schlagbeanspruchung ist sie aus dem eben geschilderten Grunde gefahrbringend. Wird die meistbeanspruchte Stelle eines (gekerbten) Körpers kaltgereckt, so erhöht sich die Elastizitätsgrenze des Gesamtkörpers und damit auch die Schwingungsfestigkeit (Pressen des Kerbgrunds). Wird der Werkstoff vor der Gestaltgebung (Einkerbung) kaltgereckt, und zwar in der späteren Beanspruchungsrichtung, so wird die Elastizitätsgrenze und Schwingungsfestigkeit nicht begünstigt, aber die Festigkeitsminderung infolge ungleichmäßiger Spannungsverteilung wird herabgesetzt (S. 14 und 15).

e) Konstruktion.

Die Festigkeitsberechnung für die Konstruktionen befaßt sich heute mit Vergleichsfestigkeitswerten, vornehmlich der Streckgrenze und Schwingungsfestigkeit, die symbolische Bedeutung haben. Den wirklichen in der Konstruktion auftretenden Festigkeitsverhältnissen geht man immer noch wegen ihrer Ungeklärtheit aus dem Wege, behandelt sie als Begleiterscheinungen und sucht ihnen durch den „Sicherheitsgrad", durch „Kerbziffern" und ähnliche Zusatzrechnungen beizukommen.

Die technische Kohäsionslehre verfolgt nicht etwa das Ziel, dem Konstrukteur zu den üblichen eine weitere „Festigkeitszahl" an die Hand zu geben, sondern die materialtechnische Beherrschung der wirklichen Festigkeitsvorgänge in der Konstruktion anzubahnen.

Statische Beanspruchung.

Die Vorbedingung ist, wie stets, die Kenntnis der Anspannungen im Werkstück. Über dieses Gebiet liegen manche neueren Arbeiten vor, welche als Anregung für den weiteren systematischen Ausbau der Spannungsermittlung dienen könnten[52, 65, 66, 67, 68, 69, 80]. Auch läßt sich durch elastische Querkontraktionsmessungen an der Konstruktion der Spannungszustand nach Formel (3) ermitteln.

Sind die Anspannungen bekannt oder erfahrungsgemäß mit genügender Genauigkeit zu schätzen, so richtet sich die nächste Frage auf die wahre Festigkeit des Werkstoffs unter diesem Spannungszustand. Die Festigkeit entnehmen wir gemäß Abb. 33, 44 oder 74, in welchen der Spannungszustand durch das Verhältnis der kleinsten zur größten Hauptspannung, also den Quotienten s_3/s_1 gekennzeichnet ist. Ob man den Begriff der Streckgrenze oder der Zugfestigkeit einführt, richtet sich nach den obwaltenden Verhältnissen.

Das gegebene Verfahren wäre sehr einfach, wenn mit dem räumlichen Spannungszustand nicht zugleich auch eine ungleichmäßige Spannungsverteilung verbunden wäre. Bei Kenntnis der Spannungsverteilung ist der obige Festigkeitswert für die Spannungsspitze einzusetzen.

Die Einführung eines zusätzlichen Sicherheitsgrades erübrigt sich nunmehr. Will man ihn trotzdem beibehalten, so ist jedenfalls seine Sicherheitswirkung vollständig eindeutig und dient nicht mehr zur Überdeckung aller möglichen undurchsichtigen Begleiterscheinungen, sondern lediglich zur quantitativen Sicherung.

Die Einführung der wahren (ungestörten) Festigkeit für die Spannungsspitzen bringt es mit sich, daß die mittlere Anspannung des Gesamtquerschnittes herabsinkt. In Abb. 74 sind gestörter und ungestörter Verlauf der Streckgrenze und Festigkeit für das $1 - k = \frac{s_3}{s_1}$-System schematisch dargestellt. Betrachtet man jetzt verschiedene Spannungszustände, die außer dem Quotienten s_3/s_1

Digitized by Google

durch die Spannungsverteilungen *a*, *b* und *c* gekennzeichnet seien, so ist im Fall *b* erkenntlich, daß infolge der hohen Spannungsspitze die zulässige Anspannung σ_m beim Fließbeginn sehr niedrig liegt. Man pflegte in solchen unwirtschaftlichen Fällen die zulässige Beanspruchung höher zu wählen und mit einem Spannungsausgleich zu rechnen, wenn die Spannungsspitzen die Streckgrenze überschritten haben. Aus Gründen der besseren Werkstoffausnützung muß eine höhere Beanspruchung hier zugelassen werden. Aber die Gesichtspunkte, unter denen dies geschehen darf, sind gegenüber der geläufigen Anschauung andere geworden. Ein Spannungsausgleich tritt nur zum Teil in Erscheinung. Da nämlich die Verformung unter der Spannungsspitze der-

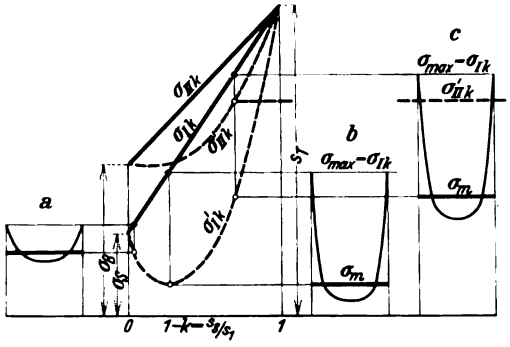


Abb. 74. Schematische Darstellung des Zusammenhangs zwischen Spannungsverteilung und gestörter sowie ungestörter Festigkeit im System $1-k=s_3/s_1$.

jenigen der übrigen Querschnittsteile vorauseilt, so wird sich hier der höheren Anspannung ein erhöhter Formänderungswiderstand entgegenstellen, und, ohne daß die Gesamtkonstruktion sich merklich deformiert hat, sich das statische Gleichgewicht wiederherstellen.

Es ist hierbei mit dem (teilweisen) Spannungsausgleich nicht — wie man meist anzunehmen pflegt — die Bruchgefahr auf alle Fälle gebannt, sondern im Gegenteil ist die meistbeanspruchte Stelle der Bruchmöglichkeit nähergerückt! Wie weit man mit dieser örtlichen Überbeanspruchung gehen darf, hängt ganz von den plastischen Eigenschaften des Werkstoffs ab. Maßgebend ist jedenfalls nicht — wie schon auf S. 51 hervorgehoben wurde — die genormte lineare Bruchdehnung.

Bei nicht kerbempfindlichen Werkstoffen, also solchen, welche bei der methodischen Kerbfestigkeitsprüfung das geradlinige Festigkeitsgesetz ergeben, könnte man selbst die mittlere (zulässige) Anspannung σ_m bis zur wahren, auf der Geraden liegenden Streckgrenze σ_{Ik} ohne Gefahr eines Bruches erhöhen, denn der Bruch tritt ja erst mit σ_{IIk} ein. Wenn man hierbei berücksichtigt, daß nicht die am genormten Zugstabe ermittelte Streckgrenze σ_I maßgebend ist, sondern die wesentlich höhere nach Formel (17) für den entsprechenden Spannungszustand s_3/s_1 errechnete Streckgrenze σ_{Ik}, so kommt man zu einer zulässigen Beanspruchung, die für kerbsichere Werkstoffe wesentlich höher liegt, als es nach der bisherigen Gepflogenheit der Fall sein würde. Sie könnte, je nach dem Spannungszustand höher liegen als die Zugfestigkeit σ_B am genormten Zugstabe (vgl. Abb. 74, Fall *c*; $\sigma_{Ik} > \sigma_B$).

Anders liegen die Verhältnisse bei kerbempfindlichen Werkstoffen. Hier muß man mit dem Zuschlag an zulässiger Beanspruchung zu σ_m vorsichtig sein. In Abb. 74 ist der gestörte Festigkeitsverlauf σ'_{IIk} andeutungsweise durch Strichelung eingezeichnet. Es liegt im Fall *c* die gestörte Festigkeit σ'_{IIk} unter dem Sollwert der Streckgrenze σ_{Ik} nach Formel (17).

Wie weit darf man hier mit der plastischen Überbeanspruchung gehen?

Die Anspannung σ_m darf die gestörte Zugfestigkeit σ'_{IIk} nicht erreichen!

Zunächst ist also die gestörte Zugfestigkeit des Werkstücks zu ermitteln. Sie ist von der Kerbempfindlichkeit des Werkstoffs und der Gestaltung des Konstruktionsteils abhängig. Letztere drückt sich im Verhältnis der mittleren Spannung zur Spitzenspannung $= \sigma_m/\sigma_{max}$ aus, welches abgekürzt als Spannungsverhältnis benannt und mit $\varkappa$ bezeichnet werden soll.

Der Verlauf der gestörten Festigkeit σ'_{IIk} in Abhängigkeit vom Spannungsverhältnis $\varkappa$ und vom Werkstoff ist in Abb. 75 dargestellt. Ist der Werkstoff völlig unplastisch, so muß die gestörte Festigkeit proportional dem Spannungsverhältnis sein, oder gleich demselben, wenn die gestörte Festigkeit σ'_{IIk} auf deren ungestörten Sollwert σ_{IIk} bezogen wird, d. h. die gestörte Festigkeit verläuft in Richtung der eingezeichneten Diagonale. Aus gleichem Grunde muß die gestörte Elastizitäts-

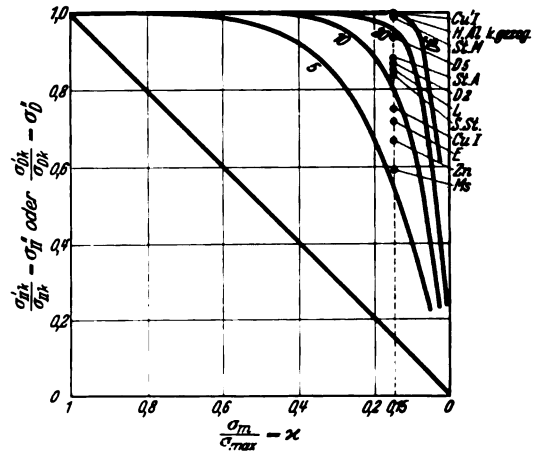


Abb. 75. Gestörte Festigkeit σ''_{II} oder gestörte Schwingungsfestigkeit σ''_{I} in Abhängigkeit vom Spannungsverhältnis $\varkappa$ und vom Störungsexponenten i (angeschriebene Zahlen).
$\varkappa = 0{,}15$ entspricht der Kerbempfindlichkeitsprobe mit $\omega = 60°$, $k = 0{,}09$. Werkstoffe aus Abb. 25 entnommen.

grenze eines plastischen Werkstoffes nach der Diagonalen verlaufen. Je günstiger nun die plastischen Eigenschaften sind, je höher verlaufen für den entsprechenden Werkstoff die Kurven der gestörten Festigkeit σ'_{IIk} und unter sehr günstigen Plastizitätsverhältnissen bleibt erfahrungsgemäß die Festigkeit selbst bei sehr hohen Spannungsspitzen praktisch ungestört (S. 20). Im Grenzfall $\varkappa = 0$, also bei gedachter unendlich hoher Spannungsspitze müßten aber selbst sehr kerbsichere Stoffe eine vollständige Festigkeitsminderung erleiden und die Kurven werden nach unten umbiegen müssen.

Mit dieser Darstellung ist der Charakter der Kurven gegeben. Sie lassen sich mit $\sigma'_{IIk}/\sigma_{IIk} = \sigma''_{II}$ als Parabeln funktionell ausdrücken:

$$1 - \sigma''_{II} = (1 - \varkappa)^i. \qquad (20)$$

Digitized by Google

Da man nun aus der auf S. 40 angegebenen Methode die gestörte Festigkeit σ'' bei einer genormten Probe mit bestimmten Spannungsverhältnis $\varkappa''$ kennt, so errechnet sich jetzt der Exponent i für einen bestimmten Werkstoff zu

$$i = \frac{\log(1-\sigma'')}{\log(1-\varkappa'')}. \qquad (21)$$

Damit ist dann aus obiger Gleichung (20) die gestörte Festigkeit

$$\sigma''_{II} = 1 - (1-\varkappa)^{\frac{\log(1-\sigma'')}{\log(1-\varkappa'')}}.$$

Das Spannungsverhältnis der genormten Empfindlichkeitsprobe dürfte sowohl aus den Ergebnissen von elastischen Querdehnungsmessungen mit Ermittlung des Fließbeginns als auch im Hinblick auf die Untersuchung von Fischer[66] mit einiger Genauigkeit zu $\varkappa'' = 0{,}15$ angenommen werden können. (Eine genaue Ermittlung desselben konnte vor Drucklegung nicht fertiggestellt werden.)

Für dieses Spannungsverhältnis sind nun zur besseren praktischen Einfühlung in diese Darstellungsweise für einige Werkstoffe die gestörten Festigkeitswerte aus Abb. 25 in die vorliegende Abb. 75 übertragen worden. Die eingetragenen Werte bestätigen die angenommene Parabelfunktion insofern, als Werkstoffe mit $i > 10$ bei einem Kerbwinkel von 120°, welcher einem Spannungsverhältnis von etwa 0,25 entsprechen würde, in Übereinstimmung mit Abb. 25 praktisch kaum eine Störung mehr zeigen.

Im allgemeinen wird für die praktische Konstruktion das Spannungsverhältnis günstiger liegen als bei der gewählten methodischen Kerbempfindlichkeitsprobe. Ungünstiger wird es beispielsweise nach dem auf S. 12 Gesagten für Schraubengewinde großen Durchmessers ausfallen.

Nachdem so die gestörte Festigkeit des Werkstücks festliegt, weiß man, daß man sie mit der mittleren Anspannung nicht überschreiten darf.

Zu erwähnen ist, daß das Spannungsverhältnis σ_m/σ_{max} nicht nach einer bestimmten Funktion von s_3/s_1, dem Grad des räumlichen Spannungszustandes, verläuft. Nur für $s_3/s_1 = 0$ und $s_3/s_1 = 1$ ist $\varkappa = 1$. Zwischen diesen Grenzzuständen nimmt das Spannungsverhältnis bei konstanter Kerbtiefe mit abnehmenden Kerbwinkel nach Fischer[66] linear ab, nicht aber mit zunehmender Kerbtiefe, da mittlere Kerbtiefen das kleinste Spannungsverhältnis besitzen. Außerdem hat noch die Probengröße Einfluß auf das Spannungsverhältnis, indem dies bei kleinen Proben zunimmt. Einen Überblick über diese Spannungsverhältnisse ergeben die Festigkeitsstörungen nach Abb. 57 unten. Ist z. B. zugleich $k = 0$ und $\omega = 0°$, also $s_3/s_1 = 1$, so ist, da die Störung null geworden ist, $\varkappa = 1$ (S. 15, 20, 39). Mit Rücksicht auf diese wechselnden Einflüsse wurde für das reziproke Spannungsverhältnis die von Fischer gewählte Bezeichnung „Kerbzahl" nicht beibehalten. Treffender ist die von Thum und Buchmann[69] gewählte Bezeichnung „Formziffer" $\alpha_k = \sigma_{max}/\sigma_m$ für den reziproken Wert des Spannungsverhältnisses $\varkappa$.

Unterschiede im Spannungsprofil, hervorgerufen durch verschieden breite Ausdehnung der Spitzenspannungen entweder über eine nur schmale Randzone (bei scharfen Rissen geringer Tiefe) oder über eine breitere (bei tiefen Einkerbungen) können vernachlässigt werden, da mit eingetretener Plastizität doch ein Ausgleich der Profile stattfindet.

Bei kreisförmigen Kerbprofilen kann an der Außenzone des Kernquerschnitts eine seitliche Kraft nicht unmittelbar angreifen. Man hätte hier den sehr ungünstigen lokalen Zustand, daß unter der Spannungsspitze nur die geringere lineare Festigkeit zu überwinden wäre (S. 14). Sehr genau durchgeführte Versuche von Bierett[67] an einem Modell großer Abmessungen ergaben aber, daß auch die Außenzone unter dem Einfluß der räumlichen Kraftwirkung des Gesamtquerschnitts steht und der Formänderungswiderstand hier die lineare Streckgrenze erheblich übersteigt. Die Ursachen für dieses scheinbare widerspruchsvolle Verhalten ausfindig zu machen, ist eine sehr lehrreiche Aufgabe. Wahrscheinlich ist bei $s_3 = 0$ die plastische Auswirkung des linearen Zustandes an einen viel größeren Bereich linearer Gestaltung des Körpers gebunden, als sie bei Querschnittsübergängen vorhanden ist.

Man sieht aus der gegebenen Darstellung, wie vorteilhaft Werkstoffe mit günstigen plastischen Eigenschaften für die Konstruktion ausgebeutet werden können und wie sehr es auf eine richtige Auslegung des Nutzens der Plastizität für die Konstruktion ankommt. Bei unübersichtlichen Spannungsverhältnissen bietet nur der Werkstoff die Sicherheit, nicht die Berechnung.

Die alte Anschauung, daß der Werkstoff im Bauwerk nur elastisch zu beanspruchen sei, dürfte mit einer recht unwirtschaftlichen Bemessung verbunden sein. Für die mit den Spitzenspannungen überbeanspruchten Stellen ist nicht nur die Streckgrenze von Bedeutung, sondern die Brucheigenschaften insbesondere diejenigen Plastizitätseigenschaften, welche dem verfrühten Bruch entgegen wirken. Darum kommt man mit den klassischen Anschauungen der Materialprüfung, besonders über die Verformungsfähigkeit, hier nicht vorwärts.

Schlag- und Dauerbeanspruchung.

Es ist bisher noch nicht gelungen, die Schlagfestigkeit zahlenmäßig in die Konstruktionsberechnung einzuführen. Es liegt das einerseits daran, daß bei der Schlagbeanspruchung die Kraftmessung unübersichtlich, ja praktisch unausführbar wird, sowohl in der Prüfprobe als auch im Konstruktionsteil. Zieht man aber den Begriff der Zerstörungsarbeit heran, so stößt man anderseits auf die Schwierigkeit, daß diese Sprünge macht und die für die Rechnungsauswertung so notwendige Kontinuität vermissen läßt. Eine befriedigende Erklärung kann hier von der Kohäsionslehre erwartet werden, weil die aufgezehrte Arbeit davon abhängt, ob die Trennfestigkeit oder das Lastenmaximum überwunden wird. Daß dies mit einer sprungartigen Veränderung des Arbeitsverbrauchs verbunden ist, liegt im Mechanismus des Ablaufs von Trenn- und Gleitwiderstand[15, 34, 61].

Gerade dieses Geschehen birgt aber die Aussicht in sich, daß man schließlich die Schlaggefahr mit den sta-

Digitized by Google

tischen Begriffen des Gleit- und Trennwiderstands zu erfassen vermag und damit den Weg zur Einführung in die Konstruktion angebahnt hätte. Bis diese schon in Angriff genommenen Untersuchungen zu einem Ergebnis geführt haben, ist der Konstrukteur wie bisher darauf angewiesen, Werkstoff und Bemessung nach der Kerbschlagprobe abzuschätzen.

Schneller wird die Kohäsionslehre mit der Dauer-Schwingungsfestigkeit fertig werden. Daß diese bei plastischen Stoffen in verhältnismäßig gut geregelter Abhängigkeit zur statischen Zugfestigkeit (Gleitwiderstand) steht, ist bekannt[15, 70]. Bei einem völlig unplastischen Werkstoff müßte die Schwingungsfestigkeit gleich der Trennfestigkeit sein, wenn man Spannungsspitzen als nicht vorhanden annimmt. Die verhältnismäßig hohe (allerdings gestörte) Schwingungsfestigkeit des Gußeisens findet zum Teil hierin ihre Erklärung. Im räumlichen Spannungszustand dürfte wegen der Unterbindung der Plastizität die ungestörte Schwingungsfestigkeit wie die Streckgrenze in Abb. 74 geradlinig nach der Trennfestigkeit hin verlaufen, während die gestörte Schwin-

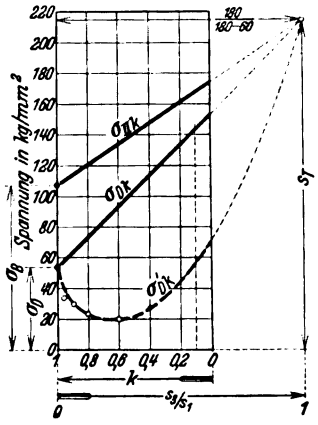


Abb. 76. Kerbschwingungsfestigkeit $\sigma'_{D\,k}$ in Abhängigkeit von der relativen Kernfläche k und s_3/s_1 bei einem Kerbwinkel von 60° nach Versuchen von Ludwik. Werkstoff: Cr-Ni-Stahl VCN 35 hart vergütet ($\delta_{10} = 11{,}9\,\%$, $\psi'_{III} = 54{,}6\,\%$).

Bei der relativen Kernfläche $k = 0{,}1$ ($\omega = 60°$) kann aus obiger Abbildung für diesen Werkstoff $\sigma'_{D\,k}/\sigma_{D\,k} = 0{,}41$ abgegriffen werden. Für diesen Wert ist nach Abb. 75 der Störungsexponent $1 + i/10 = 4$ und $i = 30$, d. h. der Werkstoff dürfte praktisch nur geringe statische Störungsneigung zeigen. Nach Abb. 71 liegt er im kerbsicheren Gebiet, da er mit $\delta_{10} = 11{,}9\,\%$ und $\psi'_{III} = 54{,}6\,\%$ annähernd genau dem Werkstoff 8 (VCN 15, hart vergütet) entspricht.

gungsfestigkeit entsprechend dem jeweiligen Spannungsverhältnis darunter liegen wird. Als Beispiel hierfür bringt die Abb. 76 Ergebnisse von Kerb-Dauerversuchen nach Ludwik[59], die, bei gleichbleibendem Kerbwinkel von 60°, hier in Abhängigkeit von der relativen Kernfläche k eingezeichnet sind. Für spitzere Kerbwinkel oder gar für Haarrisse (Korrosionsrisse) würde die Kurve noch tiefer liegen, für stumpfere Kerbwinkel höher.

Betrachten wir nun wieder, wie bei der statischen Beanspruchung nach Abb. 74, zwei Fälle a und c, die sich durch die Größe des Spannungsverhältnisses und die Verschiedenheit des Spannungszustandes unterscheiden mögen, so erkennt man, daß beispielsweise im Falle c mit den größeren Spannungsunterschieden die gestörte Schwingungsfestigkeit — sie verlaufe etwa wie die gestörte Streckgrenze $\sigma'_{I\,k}$ — höher als im Falle a liegen kann, eben wegen des Anstiegs der ungestörten wie gestörten Schwingungsfestigkeit zur Trennfestigkeit hin. Es dürfte mithin bei tieferen Kerben die Schwingungsfestigkeit gar nicht so ungünstig ausfallen als man aus den Versuchen mit unpolierten Stäben anzunehmen pflegt. Wie mir bekannt geworden ist, bestätigen die neuesten Erfahrungen mit praktischen Schwingungsversuchen an geschweißten und genieteten Brückenbaugliedern diesen auf der Kohäsionslehre aufgebauten Erklärungsgang.

Die Ermittlung der gestörten Schwingungsfestigkeit für ein Werkstück mit bekanntem Spannungsverhältnis würde dann ebenfalls nach Abb. 75 vorzunehmen sein, nur liegen die gestörten Werte niedriger als diejenigen des statischen Versuchs. Den vorliegenden praktischen Ergebnissen mit Kerb-Dauerversuchen kommt man am nächsten, wenn man in der Gleichung (20) den Störungsexponenten $1 + i/10$ wählt, wobei i mittels der statischen Kerbempfindlichkeitsprüfung nach Gleichung (21) ermittelt wird*.

Es ist dann:

$$\sigma'_{D\,k} = \left(1 - [1 - \varkappa]^{1+\frac{i}{10}}\right)\sigma_{D\,k} \qquad (22)$$

und nach Abb. 76 ist die ungestörte Schwingungsfestigkeit:

$$\sigma_{D\,k} = s_T - \frac{s_3}{s_1}[s_T - \sigma_D]. \qquad (23)$$

Die Schwingungsfestigkeit des ungekerbten Zugstabes ergibt sich nach früheren Untersuchungen[62] (vgl. auch Abschnitt 9):

$$\sigma_D = (\sigma_B^n - \sigma_B)^{\frac{s_{T\,II}}{s_T}},$$

worin $s_{T\,II}$ die Trennfestigkeit des bis zum Lastenmaximum vorgereckten, s_T des zu verwendenden Werkstoffs bedeutet und n eine Versuchskonstante = 1,074 für Biegeschwingungen und = 1,079 für Zug-Druckschwingungen ist**. Die zusammengezogene Beziehung für die Schwingungsfestigkeit eines Werkstückes lautet dann:

$$\sigma'_{D\,k} = \left(1 - [1 - \varkappa]^{1+\frac{i}{10}}\right)\left(s_T - \frac{s_3}{s_1}\left[s_T - (\sigma_B^n - \sigma_B)^{\frac{s_{T\,II}}{s_T}}\right]\right). \qquad (24)$$

* Es müßte also bei einem unplastischen Werkstoff wie Gußeisen mit i angenähert = 1 die Kerbempfindlichkeit bei statischer und schwingender Beanspruchung groß und einander gleich sein. Das ergibt die Praxis auch, nur muß man berücksichtigen, daß die Störungen bei beiden Beanspruchungen zu klein erscheinen, weil schon die Zugfestigkeit und mehr noch die Schwingungsfestigkeit des glatten Stabes (als Bezugsgrößen) gestört sind[57, 58, 59]. Die Kerbempfindlichkeit des Gußeisens ist demnach nicht etwa sehr gering, sondern so erheblich groß, daß man selbst im linearen Spannungszustand praktisch keine ungestörten Werte erhalten kann. In Übereinstimmung mit diesem Gedankengang haben Moore und Lyon[71] ein (vorgetäuschtes) Ansteigen der Kerbempfindlichkeit mit der Homogenität und Feinkörnigkeit festgestellt (vgl. auch Abb. 14 und 25). An Stelle des Störungsexponenten i berücksichtigt Thum den Werkstoff mit der „Empfindlichkeitsziffer" η_k, welche den Abbau der Spannungsspitze zahlenmäßig angibt[69]. Mit der Erklärung an Hand der Abb. 18 (S. 14, 38) gibt es keine konstante Abbauzahl, sondern der Abbau ist nach Abb. 75 wiederum eine Funktion der Spannungsspitze. Daher hat η_k eine fiktive Bedeutung.

** Die Beziehung wurde versuchsmäßig aufgestellt, bevor die auf S. 31 und 37 angegebene Trennfestigkeitsermittlung bekannt war. Es wird angenommen, daß die Beziehung auch unter den neuen Prüfungsbedingungen wenigstens in ihrer Grundlage gültig bleibt.

Digitized by Google

Außer den statischen Werkstoffkennziffern σ_H, s_T, s_{TII} ist mithin die Kenntnis des Spannungszustandes s_3/s_1, des aus der ungleichmäßigen Verteilung der Spannungen folgenden Spannungsverhältnisse $\varkappa = \sigma_m/\sigma_{max}$, des statischen Störungsexponenten i und einer Versuchskonstanten n für den genormten Schwingungsversuch notwendig.

Schwierig dürfte sich nur die genaue Kenntnis des Spannungsverhältnisses $\varkappa$ gestalten, nicht etwa für geometrische Kerbformen, sondern für feine Haarrisse und Korrosionsrisse. Der mittlere Spannungszustand s_3/s_1 wird durch solche Risse nicht beeinträchtigt, sondern nur das Spannungsverhältnis. Aber gerade für die Herabminderung der Schwingungsfestigkeit durch solche Risse kleinsten Ausmaßes liegen eine Menge neuerer Versuche vor[59, 81, 82, 83, 84, 85], von denen auf das Spannungsverhältnis zurückgeschlossen werden kann, wenn der Einfluß des Spannungsverhältnisses auf die Schwingungsfestigkeit bei geometrischen Kerbformen funktional bekannt ist. Da solche Unebenheiten der Oberfläche nicht konstruktiv bedingt sind, sondern je nach der Bearbeitung und dem Werkstoff eine ständige Begleiterscheinung darstellen, so kann man für sie ein erfahrungsmäßiges zusätzliches Spannungsverhältnis einsetzen und nach Formel (24) die Schwingungsfestigkeit bestimmen. Erwähnt seien hier auch die mechanischen Hilfsmittel zur Beseitigung der Gefahr bei Oberflächenbeschädigungen[86, 87].

Die Formel (24) soll den Weg andeuten, die Schwingungsfestigkeit in der Konstruktion mit nur rein statischen Festigkeitswerten zu ermitteln, ein Verfahren, welches mit Rücksicht auf die so teuere und zeitraubende Schwingungsprüfung längst dem Wunsche der Praxis entspricht.

Bemessungspraxis und Werkstoffwahl.

Die gegebenen Rechnungsverfahren setzen natürlich Konstruktionsverhältnisse voraus, bei denen die Anspannungen mit genügender Genauigkeit ermittelbar sind. Sie betreffen also alle die Fälle, in denen der Konstrukteur sichere Materialwerte verlangt, um sie rechnungsmäßig einsetzen zu können.

Daß für den Konstrukteur der Werkstoff nicht mit einigen wenigen Festigkeitskennziffern abgetan sein kann, geht aus der abgeleiteten Veränderlichkeit der Festigkeit je nach der Beanspruchung zur Genüge hervor (vgl. auch A. Thum[69], E. Siebel[72]). So, wie der Zustand der Anspannungen mit dem Wechsel der Gestalt sich ändert und mit Hilfe der Elastizitätstheorie ermittelt wird, so ist auch der Materialwiderstand unter denselben Umständen veränderlich und mit Hilfe der Plastizitäts- oder Kohäsionstheorie zu beherrschen. Daß der Konstrukteur die Berechtigung der Elastizitätslehre für die Berechnung der Anspannungen anerkennt, den Werkstoff aber rezeptartig zu behandeln trachtet, ist die Ursache für die immer noch unklare Lage in der Bemessungspraxis.

Ohne eingehende Kenntnis der Widerstandsgesetze des Werkstoffes wird eine vollkommene Wirtschaftlichkeit und Sicherheit der Konstruktion nicht erreichbar sein.

Zwar wird mit Rücksicht auf die Rentabilität der Arbeitsweisen das Gros der Konstrukteure sich weder mit der Elastizitäts- noch Plastizitätstheorie befassen können, sondern die Bemessungspraxis mit Hilfe bekannter Faustformeln auszuüben gezwungen sein. Daher ist der vorliegende Versuch zur Einführung einer exakten Behandlung des Werkstoffwiderstandes in die Konstruktion, außer für schwierige Einzelfälle, zunächst für die engeren Fachkreise gedacht, welche sich mit der Ausarbeitung von Richtlinien für die Bemessung geläufiger Konstruktionsformen befassen.

Es liegt im Sinne einer exakten Behandlung der Werkstoffestigkeit, daß alle Beanspruchungsarten auf eine Grundform zurückgeführt werden. Diese ist die Schubfestigkeit in der wirksamen Gleitrichtung, welche der Hüllkurve entnommen wird oder der mit den Hauptspannungen gegebene Zustand. Die Grundeigenschaften der klassischen Materialprüfung, wie Zug-, Druck-, Biege-, Verdrehungsfestigkeit, erübrigen sich hiermit, da sie sich ja alle, selbst bei gegenseitiger Überdeckung, auf die Hauptspannungen zurückführen lassen. Auch bei der Überdeckung statischer mit schwingender Beanspruchung, die man systematisch in den Wechselfestigkeitsschaubildern — bei denen die Schwingungsfestigkeit in Abhängigkeit von der Vorspannung aufgetragen ist — festhält[73, 74], sind dann sinngemäß die dem gegebenen Spannungszustand und Spannungsverhältnis entsprechenden Werte einzuführen, wobei ebenfalls der Störungsexponent als i-Funktion bekannt sein muß.

In den besonders schwierigen Fällen, in denen die Ermittlungsmöglichkeit der Anspannungen in der Konstruktion versagt, ist die Sicherheit des Ganzen um so mehr auf die richtig erkannte Güte des Werkstoffs angewiesen. Der Verlaß auf die Sicherheit des Werkstoffs spielt hier eine größere Rolle als die Berechnung selbst.

Für die zahlenmäßige Auswahl des Werkstoffs sind neben der Festigkeit die Ergebnisse der Kerbempfindlichkeitsprüfung maßgebend. Die Frage lautet jetzt: Welcher Werkstoff erlaubt bei gegebenen Spannungsverhältnis eine möglichst hohe Spitzenbeanspruchung und damit eine hohe mittlere Anspannung. Die Spitzenbeanspruchung wird nach obenhin begrenzt durch den Wert $\sigma'_{IIk} = \sigma''_{II} \cdot \sigma_{IIk}$ und $\sigma'_{Dk} = \sigma''_{D} \cdot \sigma_{Dk}$ für statische bzw. Schwingungsbeanspruchung (vgl. S. 56 u. 58). Zur Erläuterung sind in Abb. 77 für einen Sonderfall der Beanspruchung mit $\sigma_m/\sigma_{max} = \varkappa = 0{,}15$ und $s_3/s_1 = 0{,}33$ die Festigkeitswerte σ'_{IIk} und σ'_{Dk} verschiedener Werkstoffe nach der Zugfestigkeit σ_B geordnet eingetragen. Bei einigen von ihnen ist $\sigma'_{IIk} = \sigma_{IIk}$, sie sind dann statisch nicht gestört (vgl. Abb. 75). Die graphische Übersicht zeigt, wie statische Störungen in den Schwingungsfestigkeitswerten verstärkt in Erscheinung treten, aber auch wie die Verringerung der Störungsneigung durch Kaltrecken sich bei den Dauerversuchen ebenfalls besonders günstig auswirkt.

Man sieht außerdem, daß bei räumlicher Beanspruchung die hohen Festigkeitswerte durchaus nicht die größeren Störungen aufweisen[81]. Bei der starken räumlichen Wirkung in diesem besonderen Beanspruchungsfalle überwiegt der festigkeitsmehrende Einfluß gegenüber der Störung.

Digitized by Google

Bei weniger tiefen, aber scharfen Einkerbungen und bei großen Querschnitten liegen die Störungsverhältnisse wesentlich ungünstiger. Auch die Korrosionsdauerfestigkeit ist bei legierten Stählen hoher Festigkeit meist verhältnismäßig gering. Die Schlagarbeit erfordert besonders für hohe Festigkeiten eine besondere Kontrolle.

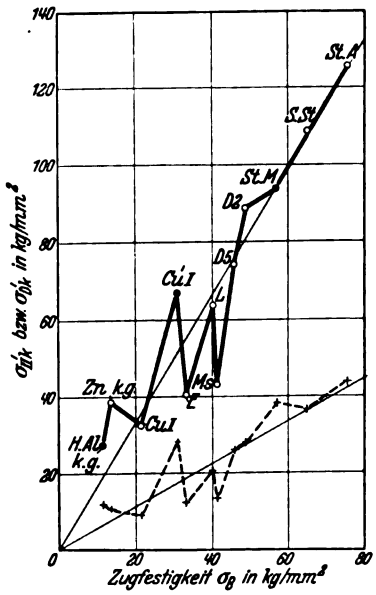


Abb. 77. Gestörte Festigkeit $\sigma'_{II\,k}$ und Schwingungsfestigkeit $\sigma'_{D\,k}$ in Abhängigkeit von der Zugfestigkeit σ_B [$\sigma'_{D\,k}$ wurde aus Formel (22) errechnet]. Spannungszustand $s_2/s_1 = 0{,}33$; Spannungsverhältnis $\varkappa = \sigma_m/\sigma_{max} = 0{,}15$; Werkstoffe aus Abb. 25. $\circ = \sigma'_{II\,k}$; $\bullet = \sigma'_{II\,k} = \sigma_{II\,k}$; $+ = \sigma'_{D\,k}$.

Manche Feinheiten in der konstruktiven Anwendung, so die örtliche Kaltverformung als auch diejenige des gesamten Werkstoffs vor der Formgebung (S. 15) können ganz erheblich zur besseren wirtschaftlichen Ausnutzung beitragen, wenn man sie folgerichtig anwendet. Zu beachten ist dabei die Beanspruchungsrichtung und die nachteilige Auswirkung auf den Widerstand gegenüber schlagartiger Beanspruchung.

Im übrigen gelten die Regeln der exakten Festigkeitsberechnung insbesondere für Ansprüche an hochzähe und plastische Werkstoffe. Die vielfache Anwendung gegossener Werkstoffe für den Gehäusebau hat zwar an Bedeutung erheblich gewonnen, doch werden die Werkstücke aus Rücksichten der Steifigkeit meist stärker dimensioniert werden müssen, als es den Festigkeitsansprüchen entspricht, daher tritt die Bedeutung der örtlichen Überbeanspruchung hier in den Hintergrund.

Für Werkstoffabnahme und Kontrolle mögen die auf S. 50 angegebenen Richtlinien für die Bedeutung der plastischen Dehnungswerte Beachtung finden. Auch die Kontrolle etwaiger Zerrüttung durch die vorangehende Kaltbearbeitung und die verstärkende Zerrüttungswirkung durch nachträgliches Ausglühen ist nicht ohne Bedeutung für die spätere Lebensfähigkeit des Werkstoffs in der Konstruktion.

Schlußwort.

Die Behandlung des Problems der Gestaltsfestigkeit in einem geschlossenen System des Kohäsionswiderstandes müßte im Sinne von Griffith, welcher nur die Zugbeanspruchung als gefahrbringend ansieht, allen Ansprüchen genügen. Indessen dürfte der Praktiker bei seiner in dieser Richtung noch nicht geschulten Anschauung auch bei anderen Beanspruchungsformen das Verhalten unstetig gestalteter Körper studieren wollen. Bei gleicher schematischer Anordnung sind daher Scher-, Druck-, wechselnde Zug-Druck- (statisch und dauernd) und Schlagversuche in Angriff genommen worden. Zu lösen bleibt der zahlenmäßige Einfluß der mittleren Hauptspannung, dessen ursächliche Erklärung gegeben wurde. Hierzu gehört auch die Untersuchung des hinsichtlich der Festigkeit noch nicht völlig geklärten ebenen Problems, welche nach gleichen Gesichtspunkten begonnen worden ist.

Die Lösung des Problems der Festigkeitsstörung infolge inhomogener Beanspruchung wurde in der Erweiterung des Griffithschen Mechanismus der Inhomogenität spröder Stoffe auf die Plastizität und auf makroskopische Verhältnisse gesucht. Bei plastischen Stoffen läßt sich die Störungsgefahr mit Hilfe des ungestörten Wertes ermessen. Vollkommen spröde Werkstoffe und diejenigen, die im Grenzgebiet der Sprödigkeit liegen, lassen sich prüftechnisch vorläufig weder bei eindimensionaler noch bei mehrdimensionaler Beanspruchung von den Störungen befreien. Hier versagt praktisch die Kohäsionsmethode. Es fragt sich aber, ob es überhaupt einen Sinn hat, bei so umfassender Störungsneigung nach einer Soll- und Idealfestigkeit als Grundlage zu fahnden, wenn der Vorteil der Gestaltsfestigkeit gegenüber der linearen Festigkeit und der Nachteil der Störung sich mehr als ausgleichen. Die Auswertung der (gestörten) linearen Festigkeit für die praktische Anwendbarkeit dieser Werkstoffe wird daher das zweckmäßigste Verfahren bleiben[77].

Die Kohäsionsfestigkeit wurde zunächst nur auf der Grundlage normaler Temperatur behandelt. Vorrichtungen für Warm- und Kaltprüfungen sind zwecks Erweiterung der Versuchsreihen in der Ausarbeitung begriffen. Auch die Untersuchung des Verhaltens der Werkstoffe bei ruhender Last dürfte nach Erkennung des Temperatureinflusses mehr Aussicht auf Erfolg haben

Digitized by Google

Literatur.

[1] W. Kuntze u. G. Sachs: Eindruckvorgänge in Metallen (G. Sachs: Spanlose Formung der Metalle). Berlin: Julius Springer 1931, S. 96—127 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 16 (1931) S. 96—127.

[2] W. Kuntze u. G. Sachs: Der Fließbeginn bei wechselnder Zug-Druck-Beanspruchung. Metallwirtsch. Bd. 9 (1930) S. 85—89 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 14 (1930) S. 77—82.

[3] A. u. L. Föppl: Drang und Zwang I und II. München u. Berlin: R. Oldenbourg 1920.

[4] W. Kuntze: Fragen der technischen Kohäsion. Z. Metallkde Bd. 22 (1930) S. 264—268 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 14 (1930) S. 85—91.

[5] A. Smekal: Über die Bedeutung der Kristallbaufehler für das Verständnis der technisch beeinflußbaren Werkstoffeigenschaften. Metallwirtsch. Bd. 7 (1928) S. 776—782.

[6] A. Smekal: Die molekulartheoretischen Grundlagen der Festigkeitseigenschaften des Werkstoffkornes. Z. VDI Bd. 72 (1928) S. 667—782.

[7] W. Kuntze: Über die Kerbgefahr. Z. VDI Bd. 74 (1930) S. 78—82 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 14 (1930) S. 71—77.

[8] W. Kuntze: Der Bruch gekerbter Zugproben. Arch. Eisenhüttenwes. Bd. 2 (1928/29) S. 109—117 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 14 (1930) S. 7—16.

[9] Sachs-Fiek: Der Zugversuch. Leipzig: Akad. Verlagsgesellschaft 1926.

[10] K. Memmler: Materialprüfungswesen I. Berlin u. Leipzig: Sammlung Göschen, Nr. 311 (1930).

[11] W. Kuntze: Zur Deutung und Bewertung der Bruchdehnung bei Metallen. Z. Metallkde Bd. 22 (1930) S. 14—22 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 14 (1930) S. 61—71.

[12] W. Kuntze: Abhängigkeit der elastischen Dehnungszahl α des Kupfers von der Vorbehandlung und Versuchsausführung. Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 5 (1929) S. 97—113.

[13] W. Kuntze: Elastische Messungen an Kupfer mittels Martensscher Spiegel. Meßtechn. Bd. 4 (1928) S. 231—236 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 14 (1930) S. 3—7.

[14] P. Ludwik: Begriffliche und prüfmethodische Beziehung zwischen Elastizität und Plastizität, Zähigkeit und Sprödigkeit. Erste Mitt. d. Neuen Intern. Verb. f. Materialprüf., Gruppe D, Zürich. Verlag NJVM 1930, S. 63.

[15] W. Kuntze: Struktur, Festigkeit, Stetigkeit. Z. VDI Bd. 75 (1931) S. 285—288 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 17 (1931) S. 48—52.

[16] W. Engel: Die heutige theoretische Grundlage der Materialprüfung der Metalle. Danmarks Naturvidenskabelige Samfund, J. Kominission Hos G. E. C. Gad. Kopenhagen 1931.

[17] M. Considère: Die Anwendung von Eisen und Stahl bei Konstruktionen. Wien 1888.

[18] P. Ludwik: Elemente der technologischen Mechanik. Berlin: Julius Springer 1909.

[19] W. v. Moellendorff u. J. Czochralski: Technologische Schlüsse aus der Kristallographie der Metalle. Z. VDI Bd. 57 (1913) S. 931—935 u. 1014—1020.

[20] F. Körber: Verfestigung und Zugfestigkeit. Ein Beitrag zur Mechanik des Zerreißversuches plastischer Metalle. Mitt. Kais.-Wilh.-Inst. Eisenforschg., Düsseld. Bd. 3, 2 (1922) S. 1—15.

[21] F. Nielsen: Über die Bestimmung der Zerreißfestigkeit eines plastischen Metalls aus dem Stauchversuch. Stahl u. Eisen Bd. 42 (1922) S. 1687.

[22] G. Sachs: Zur Analyse des Zerreißversuchs. Werkstoffausschuß V. d. Eisenhütt., Ber. Nr. 58 (1925).

[23] E. Siebel: Einfluß der Einschnürung beim Zerreißversuch auf die Verfestigung der Metalle. Werkstoffaussch. V. d. Eisenhütt., Ber. Nr. 71 (1925).

[24] E. Schiebold u. G. Richter: Studien über den Zugversuch an kristallinen Stoffen. Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 5 (1929) S. 68—96.

[25] E. Schapitz: Versuche zur Analyse der Einschnürung an Zerreißstäben. Z. Physik Bd. 70 (1931) S. 641—661.

[26] A. Mohr: Welche Umstände bedingen die Elastizitätsgrenze und den Bruch des Materials? Z. VDI Bd. 34 (1900) S. 1524 bis 1530 u. 1572—1577.

[27] W. Kuntze: Spannungsverteilung im Fließkegel. Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst. u. Kais.-Wilh.-Inst. Metallforschg. Bd. 42 (1924) S. 31.

[28] G. Sachs: Grundbegriffe der Mechanischen Technologie der Metalle. Leipzig: Akad. Verlagsgesellschaft 1925.

[29] K. Memmler u. K. Laute: Untersuchung metallischer Baustoffe auf Schwingungsfestigkeit mit der Hochfrequenz-Zug-Druck-Maschine (Bauart Schenck). Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 15 (1931) S. 39—70.

[30] W. Kuntze u. G. Sachs: Zur Kenntnis der Streckgrenze von Stahl. Z. VDI Bd. 72 (1928) S. 1011—1016 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 9 (1929) S. 82—88.

[31] v. Karman: Festigkeitsversuche unter allseitigem Druck. Z. VDI (1911) S. 1749—1757 — VDI-Forsch.-Heft Nr. 118 (1912) S. 37—68.

[32] P. Ludwik: Streckgrenze, Kalt- und Warmsprödigkeit. Z. VDI Bd. 70 (1926) S. 379—386.

[33] J. Rathje: Der Schnittvorgang im Sande. VDI-Forsch.-Heft Nr. 350 (1931).

[34] W. Kuntze: Kerbzähigkeit und statische Kennziffern. Arch. Eisenhüttenwes. Bd. 2 (1928/29) S. 583—590 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 14 (1931) S. 27—35.

[35] F. Rappatz: Das Oberflächenaussehen bei der spanabhebenden Bearbeitung, insbesondere beim Drehen. Arch. Eisenhüttenwes. Bd. 3 (1930) S. 717—720.

[36] P. Ludwik: Über die Bedeutung der Elastizitätsgrenze, Bruchdehnung und Kerbzähigkeit für den Konstrukteur. Z. Metallkde Bd. 16 (1924) S. 207—212.

[37] K. Laute u. G. Sachs: Was ist Ermüdung? Z. VDI Bd. 72 (1928) S. 1188 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 9 (1929) S. 89—91.

[38] M. Polany u. E. Schmid: Ist die Gleitreibung vom Druck normal zu den Gleitflächen abhängig? Z. Physik Bd. 16 (1932) S. 336—339.

[39] E. Schmid: Neuere Untersuchungen an Metallkristallen. Proc. Int. Congress Applied Mechanics, Delft 1924 S. 342 bis 353.

[40] M. Georgieff u. E. Schmid: Über die Festigkeit und Plastizität von Wismutkristallen. Z. Physik Bd. 36 (1926) S. 759—774.

[41] W. Kuntze: Statische Grundlagen zum Schwingungsbruch Z. VDI Bd. 72 (1928) S. 1488—1492 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 14 (1930) S. 17—22.

[42] E. Schmid: Festigkeit und Plastizität von Metallkristallen. Metallwirtsch. Bd. 7 (1928) S. 1011—1075 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 9 (1929) S. 97—103.

[43] W. Lode: VDI-Forsch.-Heft Nr. 303 (1928) — Z. Physik Bd. 36 (1926) S. 913—939.

[44] A. Busemann u. O. Föppl: Physikalische Grundlagen der Elastomechanik. Handb. Physik (Geiger u. Scheel) Bd. 6. Berlin: Julius Springer 1928.

Digitized by Google

[45] A. Nadai: Plastizität und Erddruck. Handb. Physik (Geiger und Scheel) Bd. 6. Berlin: Julius Springer 1928.

[46] P. Ludwik: Bruchgefahr und Materialprüfung. E.M.P.A. Zürich, Diskussionsbericht Nr. 35 (1928).

[47] M. Roš u. A. Eichinger: Versuche zur Frage der Klärung der Bruchgefahr. Verhandl. d. 2. internat. Kongresses f. Techn. Mechanik, S. 315. Zürich und Leipzig: Orell Füßli 1926.

[48] H. Fromm: Grenzen des elastischen Verhaltens beanspruchter Stoffe und Nachwirkung und Hysteresis. Handb. Physikal. u. techn. Mechanik (Auerbach u. Hort) Bd. 6 1. Hälfte. Leipzig: Joh. Ambr. Barth 1931.

[49] A. A. Griffith: The Phenomena of Rupture and Flow in Solids. Phil. Trans. Roy. Soc. London Bd. 220 (1921) S. 163—198.

[50] A. Smekal: Technische Festigkeit und molekulare Festigkeit. Naturwiss. Bd. 10 (1922) S. 799—803.

[51] K. Wolf: Zur Bruchtheorie von A. Griffith. Z. angew. Math. Mech. Bd. 3 (1923) S. 107—112.

[52] L. Föppl: Fortschritte auf dem Gebiet der spannungsoptischen Untersuchung von Konstruktionen Z. VDI Bd. 76 (1932) S. 505—508.

[53] A. Nadai: Zur Mechanik der bildsamen Formänderungen. Werkstoffaussch. V. d. Eisenhütt., Ber. Nr. 56 (1925).

[54] G. Sachs: Zur Ableitung einer Fließbedingung. Z. VDI Bd. 72 (1928) S. 734—736 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst. Sonderh. 9 (1929) S. 94—97.

[55] G. Sachs: Festigkeitsuntersuchungen an Zink. Z. Metallkde. Bd. 17 (1925) S. 187—193.

[56] Werkstoffhandbuch: Stahl und Eisen, V. d. Eisenhütt. Düsseldorf: Verlag Stahleisen.

[57] A. Thum u. H. Ude: Die mechanischen Eigenschaften des Gußeisens. Z. VDI Bd. 74 (1930) S. 257—264.

[58] P. Ludwik u. R. Scheu: Die Veränderlichkeit der Werkstoffdämpfung. Z. VDI Bd. 76 (1932) S. 683—685.

[59] P. Ludwik: Kerb- und Korrosionsfestigkeit. Metallwirtsch. Bd. 10 (1931) S. 705—710.

[60] A. Thum u. S. Berg: Die Entlastungskerbe. Forsch.-Arb. Ing.-Wes. Bd. 2 (1931) S. 345—351.

[61] W. Kuntze: Kritische Kerbzähigkeitswerte. Metallwirtschaft Bd. 8 (1929) S. 992—998, 1011—1017 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 14 (1930) S. 44—58.

[62] W. Kuntze: Berechnung der Schwingungsfestigkeit aus Zugfestigkeit und Trennfestigkeit. Z. VDI Bd. 74 (1930) S. 231—234 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 14 (1930) S. 82—85.

[63] G. Sachs u. J. Weerts: Zugversuche an Gold-Silberkristallen. Z. Physik Bd. 62 (1930) S. 473—493 — Mitt dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 13 (1930) S. 120—128.

[64] G. Sachs u. J. Weerts: Atomanordnung und Eigenschaften. Z. Physik Bd. 67 (1931) S. 507—515 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 17 (1931) S. 45—48.

[65] Th. Wyss: Die Kraftfelder in festen elastischen Körpern. Berlin: Julius Springer 1926.

[66] G. Fischer: Kerbwirkung an Biegestäben. Berlin: VDI-Verlag 1932.

[67] G. Bierett: Ein Beitrag zur Frage der Spannungsstörungen in Bolzenverbindungen. Experimentelle Untersuchung eines Augenstabes. Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderheft 15 (1931) S. 3—39.

[68] R. V. Baud: Technische Methoden photoelastischer Forschung. Schweiz. Bauztg. Bd. 100 (1932) S. 1.

[69] A. Thum u. W. Buchmann: Dauerfestigkeit und Konstruktion. Berlin: VDI-Verlag 1932.

[70] P. Ludwik: Schwingungsfestigkeit und Gleitwiderstand. Z. Metallkde Bd. 22 (1930) S. 374—378.

[71] H. F. Moore u. S. W. Lyon: Tests of the Endurance of Gray Cast Iron under Repeated Stress. Proc. Amer. Soc. Test. Mat. Bd. 27 (1927).

[72] E. Siebel: Festigkeitseigenschaften und zulässige Spannungen. Werkstoffaussch. V. d. Eisenhütt., Ber. Nr. 176 — Stahl u. Eisen Bd. 51 (1931) S. 785—788.

[73] F. László: Werkstoff und Anstrengung. Stahl u. Eisen Bd. 52 (1932) S. 189—192.

[74] P. Fischer: Vorschlag zur Festlegung der zulässigen Beanspruchungen im Maschinenbau. Z. VDI Bd. 76 (1932) S. 449—455.

[75] N. Davidenkow u. E. Schewandin: Über den Ermüdungsriß. Metallwirtsch. Bd. 10 (1931) S. 710—714.

[76] W. Kuntze: Die Bruchgefahr bei metallischen Werkstoffen. VDI-Nachr. Bd. 9 (1929) Nr. 49 — Mitt. dtsch. Mat.-Prüf.-Anst., Sonderh. 14 (1930) S. 60—61.

[77] G. Meyersberg: Zur Auswertung des Biegeversuchs bei Gußeisen. Dissertation Aachen 1931 — Kruppsche Mh. Bd. 12 (1931) S. 301—330.

[78] W. Schütze: Orientierungsabhängigkeit der Kohäsionsgrenzen synthetischer Kaliumchloridkristalle. Z. Physik Bd. 76 (1932) S. 151—162.

[79] W. Schütze: Über die Kohäsionsgrenzen synthetischer Kaliumhalogenidkristalle. Z. Physik Bd. 76 (1932) S. 135 bis 150.

[80] E. G. Coker u. L. N. G. Filon: A treatise on Photo-Elasticity. Cambridge: At the University Press 1931.

[81] R. Mailänder: Dauerbrüche und Dauerfestigkeit. Kruppsche Mh. Bd. 13 (1932) S. 56—81.

[82] E. Lehr: Wie lassen sich die Ergebnisse der Schwingungsprüfung der Werkstoffe für den Konstrukteur nutzbar machen? Sparwirtsch. Bd. 8 (1931) S. 271—279 u. 313—320.

[83] P. Ludwik: Ermüdung. Int. Verb. f. Mat.-Prüf. Kongr. Zürich 1931 S. 190—206.

[84] K. Günther: Der Einfluß von Oberflächenbeschädigungen auf die Biegeschwingungsfestigkeit. Metallwirtsch. Bd. 8 u. 9 (1929/30) S. 1220—1224 bzw. S. 35—39.

[85] O. Graf: Die Dauerfestigkeit der Werkstoffe. Berlin: Julius Springer 1929.

[86] A. Thum u. H. Ochs: Die Bekämpfung der Korrosionsermüdung durch Druckvorspannung. Z. VDI Bd. 76 (1932) S. 915—916.

[87] E. Hottenrott: Die Korrosionsschwingungsfestigkeit von Stählen und ihre Erhöhung durch Oberflächendrücken und elektrolytischen Schutz. Berlin: NEM-Verlag 1932.

[88] W. Fahrenhorst u. E. Schmid: Wechseltorsionsversuche an Zinkkristallen. Z. Metallkde. Bd. 23 (1931) S. 323—328.

Druck der Spamerschen Buchdruckerei in Leipzig. — Printed in Germany.

Digitized by Google

VERLAG VON JULIUS SPRINGER / BERLIN UND WIEN

Die Dauerfestigkeit der Werkstoffe und der Konstruktionselemente. Elastizität und Festigkeit von Stahl, Stahlguß, Gußeisen, Nichteisenmetall, Stein, Beton, Holz und Glas bei oftmaliger Belastung und Entlastung sowie bei ruhender Belastung. Von **Otto Graf.** Mit 166 Abbildungen im Text. VIII, 131 Seiten. 1929.
RM 14.–; gebunden RM 15.50*

Die Bestimmung der Dauerfestigkeit der knetbaren, veredelbaren Leichtmetallegierungen. Von Dr.-Ing. **Richard Wagner.** (Berichte a. d. Institut f. Mechan. Technologie u. Materialkunde d. Techn. Hochschule zu Berlin, H. 1.) Mit 56 Textabbildungen. IV, 64 Seiten. 1928. RM 6.–*

Über die Dauerbiegefestigkeit einiger Eisenwerkstoffe und ihre Beeinflussung durch Temperatur und Kerbwirkung. Von Dr.-Ing. **Egon Kaufmann.** Mit 71 Textabbildungen. IV, 89 Seiten. 1931. RM 9.–*

Die Dauerprüfung der Werkstoffe hinsichtlich ihrer Schwingungsfestigkeit und Dämpfungsfähigkeit. Von Professor Dr.-Ing. **O. Föppl,** Braunschweig, Dr.-Ing. **E. Becker,** Ludwigshafen, und Dipl.-Ing. **G. v. Heydekampf,** Braunschweig. Mit 103 Abbildungen im Text. V, 124 Seiten. 1929. RM 9.50; gebunden RM 10.75*

Einführung in die Mechanik fester elastischer Körper und das zugehörige Versuchswesen (Elastizitäts- und Festigkeitslehre). Von Dr. **Rudolf Girtler,** o. ö. Professor der Deutschen Technischen Hochschule zu Brünn. Mit 182 Textabbildungen. VIII, 450 Seiten. 1931. Gebunden RM 29.–

Elastizitäts- und Festigkeitslehre. 566 Aufgaben nebst Lösungen und einer Formelsammlung. Vierte, vollständig umgearbeitete Auflage, herausgegeben von Professor Dr.-Ing. **Theodor Pöschl,** Karlsruhe. (F. Wittenbauer †, „Aufgaben aus der technischen Mechanik", Band 2.) Mit 498 Textabbildungen. VIII, 318 Seiten. 1931.
RM 12.60; gebunden RM 14.–*

Festigkeitslehre. Von **George Fillmore Swain,** Professor an der Harvard Universität, New York. Autorisierte Übersetzung von Dr.-Ing. **Alfred Mehmel,** Hannover. Mit 463 Textabbildungen. XVIII, 630 Seiten. 1928. Gebunden RM 34.–*

Elastizität und Festigkeit. Die für die Technik wichtigsten Sätze und deren erfahrungsmäßige Grundlage. Von Professor Dr.-Ing. **C. Bach** und Professor **R. Baumann,** Stuttgart. Neunte, vermehrte Auflage. Mit in den Text gedruckten Abbildungen, 2 Buchdrucktafeln und 25 Tafeln in Lichtdruck. XXVIII, 687 Seiten. 1924. Gebunden RM 24.–*

Mechanik der elastischen Körper. Redigiert von **R. Grammel.** (Band VI vom „Handbuch der Physik".) Mit 290 Abbildungen. XII, 632 Seiten. 1928.
RM 56.–; gebunden RM 58.60*

Inhaltsübersicht: Physikalische Grundlagen der Elastomechanik. Von Professor Dr. A. Busemann und Professor Dr.-Ing. Otto Föppl, Braunschweig. — Mathematische Elastizitätstheorie. Von Professor Dr. E. Trefftz, Dresden. — Elastostatik. Von Dr. J. W. Geckeler, Jena. — Elastokinetik. Von Professor Dr. F. Pfeiffer, Stuttgart. — Elastizitätstheorie anisotroper Körper (Kristallelastizität). Von Dr. J. W. Geckeler, Jena. — Plastizität und Erddruck. Von Professor Dr.-Ing. A. Nádai, Göttingen. — Der Stoß. Von Professor Dr. Th. Pöschl, Karlsruhe. — Seismik (Erdbebenwellen). Von Professor Dr. G. Angenheister, Potsdam. — Tafeln der Elastizitätskonstanten und Festigkeitszahlen. Von Dr.-Ing. P. Riekert, Stuttgart.

** Auf die Preise der vor dem 1. Juli 1931 erschienenen Bücher wird ein Notnachlaß von 10% gewährt.*

Digitized by Google

VERLAG VON JULIUS SPRINGER / BERLIN

Spaniose Formung der Metalle. Von **G. Sachs,** unter Mitwirkung von **W. Eisbein, W. Kuntze** und **W. Linicus.** (Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten, Sonderheft XVI.) Mit 235 Abbildungen. 127 Seiten. 1931.
RM 26.–; gebunden RM 28.–

Spaniose Formung. Schmieden, Stanzen, Pressen, Prägen, Ziehen. Bearbeitet von Dipl.-Ing. **M. Evers,** Dipl.-Ing. **F. Grossmann,** Dir. **M. Lebeis,** Dir. Dr.-Ing. **V. Litz,** Dr.-Ing. **A. Peter.** Herausgegeben von Dr.-Ing. **V. Litz,** Betriebsdirektor bei A. Borsig G.m.b.H., Berlin-Tegel. (Schriften der Arbeitsgemeinschaft Deutscher Betriebsingenieure, Bd. IV.) Mit 163 Textabbildungen und 4 Zahlentafeln. VI, 152 Seiten. 1926. Gebunden RM 12.60*

Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten.
Sonderheft XIV: **Arbeiten aus dem Staatlichen Materialprüfungsamt und dem Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung zu Berlin-Dahlem.** Mit 135 Abbildungen. 91 Seiten. 1930. RM 13.–*

Elastische Messungen an Kupfer mittels Matensscher Spiegel. Von W. Kuntze. — Der Bruch gekerbter Zugproben. Von W. Kuntze. — Statische Grundlagen zum Schwingungsbruch. Von W. Kuntze. — Apparat zur Messung der Querschnittsänderungen belasteter Stäbe. Von H. Sieglerschmidt. — Kerbzähigkeit und statische Kennziffern. Von W. Kuntze. — Zur Festigkeit im Schraubengewinde. Von W. Kuntze. — Die Kugeldruck-Härteprüfung von Holz. Von Johs. Stamer. — Beitrag zur Erkenntnis der elastischen Eigenschaften der Leichtmetalle. Von H. Sieglerschmidt. — Kritische Kerbzähigkeitswerte. Von W. Kuntze. — Elastische Formänderungen gezogener Holzstäbe. Von H. Sieglerschmidt und Johs. Stamer. — Die Bruchgefahr bei metallischen Werkstoffen. Von W. Kuntze. — Zur Deutung und Bewertung der Bruchdehnung bei Metallen. Von W. Kuntze. — Über die Kerbgefahr. Von W. Kuntze. — Der Fließbeginn bei wechselnder Zug-Druckbeanspruchung. Von W. Kuntze und G. Sachs. — Berechnung der Schwingungsfestigkeit aus Zugfestigkeit und Trennfestigkeit. Von W. Kuntze. — Fragen der technischen Kohäsion. Von W. Kuntze.

Der bildsame Zustand der Werkstoffe. Von Professor Dr.-Ing. **A. Nádai,** Göttingen. Mit 298 Textabbildungen. VIII, 171 Seiten. 1927. RM 15.–; gebunden RM 16.50*

Über die Fließbewegung in plastischem Material, das aus einem Zylinder durch eine konzentrische Bodenöffnung gepreßt wird, mit besonderer Berücksichtigung des Dick'schen Strangpreßverfahrens. Ein Beitrag zur Mechanik der plastisch-deformablen Körper. Von Dr.-Ing. **Hermann Unckel.** Mit 45 Abbildungen im Text und auf 11 Tafeln. IV, 66 Seiten. 1928. RM 8.–*

Die Brinellsche Kugeldruckprobe und ihre praktische Anwendung bei der Werkstoffprüfung in Industriebetrieben. Von **P. Wilh. Döhmer,** Schweinfurt. Mit 147 Abbildungen im Text und 42 Zahlentafeln. VI, 186 Seiten. 1925. Gebunden RM 18.–*

Spannungskurven in rechteckigen und keilförmigen Trägern. Theorie und Versuch über Spannungsverteilung als Scheibenproblem mit besonderer Berücksichtigung der lokalen Störung. Von **Akira Miura,** Professor an der kaiserlichen Universität Kioto. Mit 142 Abbildungen im Text und auf 6 Tafeln. V, 111 Seiten. 1928.
RM 11.–; gebunden RM 12.50*

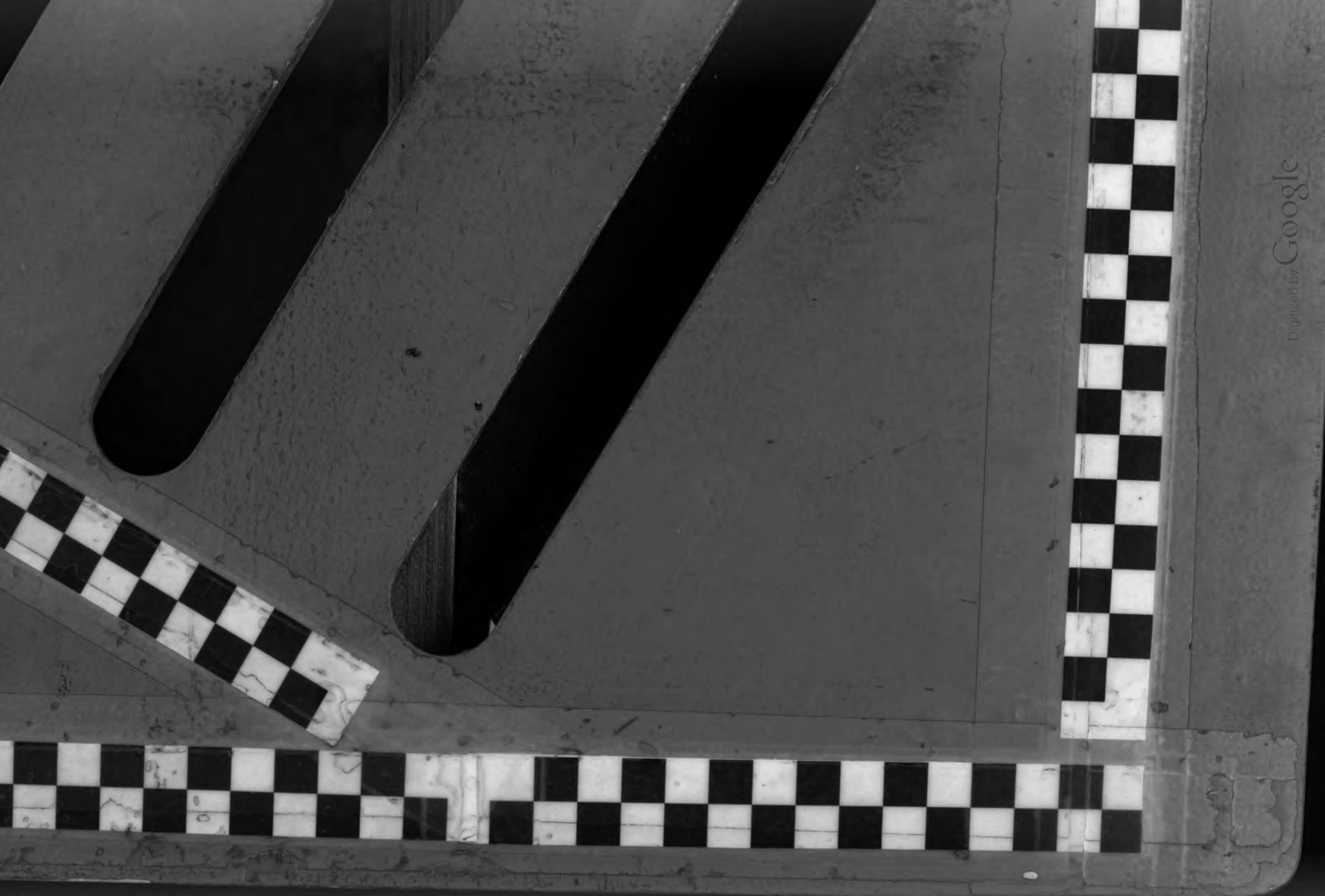
Die Kraftfelder in festen elastischen Körpern und ihre praktischen Anwendungen. Von Privatdozent Dr.-Ing. **Th. Wyss,** Danzig. Mit 432 Abbildungen im Text und auf 35 Tafeln. IX, 368 Seiten. 1926. Gebunden RM 25.50*

Materialprüfung mit Röntgenstrahlen unter besonderer Berücksichtigung der Röntgenmetallographie. Von Dr. **Richard Glocker,** Professor für Röntgentechnik und Vorstand des Röntgenlaboratoriums an der Technischen Hochschule Stuttgart. Mit 256 Textabbildungen. VI, 377 Seiten. 1927. Gebunden RM 31.50*

** Auf die Preise der vor dem 1. Juli 1931 erschienenen Bücher wird ein Notnachlaß von 10% gewährt.*

Digitized by Google

FOR USE IN LIBRARY BUILDING ONLY
DO NOT REMOVE
775805
Digitized by Google


Digitized by Google

Digitized by Google